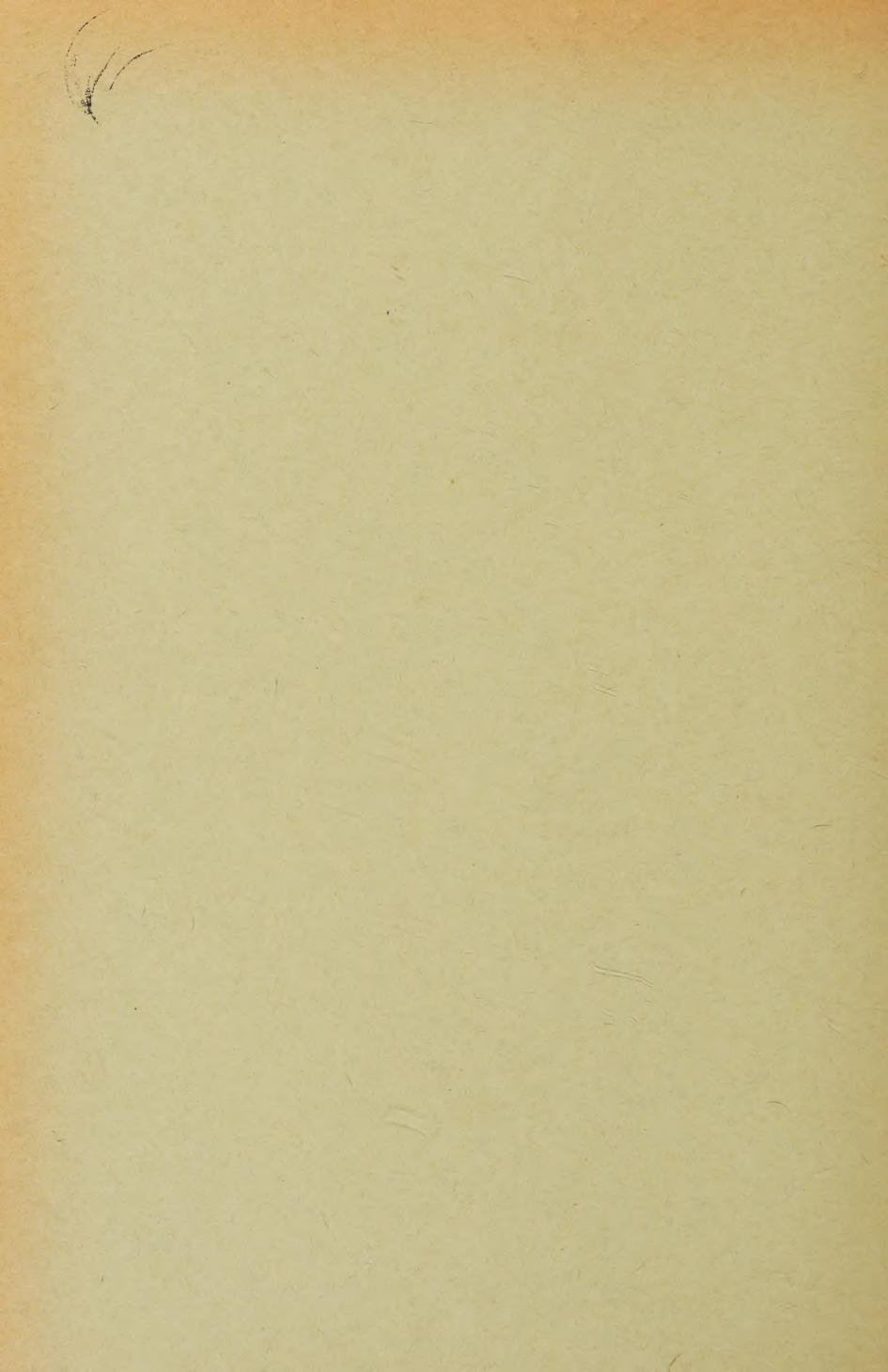


München 1957

Messung der Eigendruck-Verbreiterung
an der Cäsium-Linie $4555 \text{ \AA}$ mit einem
Fabry-Perot-Interferometer in Absorption

Henry Bernd Schulz



MESSUNG DER EIGENDRUCK - VERBREITERUNG
AN DER CÄSIUM - LINIE $4555 \overset{\circ}{\text{\AA}}$
MIT EINEM FABRY-PEROT-INTERFEROMETER IN ABSORPTION

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig - Maximilians - Universität München

vorgelegt von
Henry Bernd Schulz
aus München

im Dezember 1958 1959

Mit Genehmigung der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität München

Berichterstatter: Priv.-Doz. Dr. H. Moser
Prof. Dr. A. Faessler

Tag der mündlichen Prüfung: 24. 6. 1959

INHALTSANGABE

1. Überblick
2. Einleitung
3. Die Versuchsanordnung
 - 3.1 Übersicht
 - 3.2 Die Lichtquelle
 - 3.3 Die Absorptionseinrichtung
 - 3.4 Die Vorzerlegung
 - 3.5 Das Interferometer
 - 3.6 Die Registrierung
4. Praktische Erprobung der Anordnung
 - 4.1 Justierung
 - 4.2 Messung
 - 4.3 Auswertung der Messung
 - 4.3.1 Bestimmung des scheinbaren Profils der Linien
 - 4.3.2 Der Apparateinfluß
 - 4.3.3 Die Dopplerbreite der Linien
 - 4.3.4 Die natürliche Linienbreite und die Fremdgasverbreiterung
 - 4.3.5 Zusammenfassung zur Auswertung und endgültige Ergebnisse
 - 4.3.6 Fehlerdiskussion
5. Vergleich der Meßergebnisse mit früheren Versuchen
6. Zusammenfassung
7. Literaturverzeichnis



1. ÜBERBLICK

Es wird eine Anordnung beschrieben, die Absorptionsmessungen mit einem Fabry-Perot-Interferometer hoher Auflösung bei photoelektrischer Registrierung ermöglicht.

Mit dieser Apparatur wurde im Anschluß an Arbeiten verschiedener Autoren die Eigendruckverbreiterung der Linie ($6^2 S_{7/2} - 7^2 P_{3/2}$) des Cäsium ($4555 \text{ \AA}$) in einem Druckbereich von $3 \cdot 10^{-5}$ bis $5 \cdot 10^{-3}$ Torr untersucht. Die Ergebnisse werden mit anderen vorliegenden Messungen und den theoretischen Ansätzen verglichen.

2. EINLEITUNG

Im Rahmen der Druck-Verbreiterungs-Erscheinungen von Spektrallinien beansprucht die Eigendruck-Verbreiterung besonderes Interesse, da sie einen Einblick in die Resonanz-Erscheinungen zwischen gleichartigen Teilchen bieten kann. Leider ist sowohl das theoretische als auch das experimentelle Material auf diesem Gebiete noch recht unzureichend (3). Da die vorhandenen theoretischen Ansätze stoßtheoretisch abgeleitet und somit auf geringe Drucke beschränkt sind, ist es nötig, auch verhältnismäßig schwache Verbreiterungen von Spektrallinien experimentell zu erfassen. Dies ergibt jedoch Schwierigkeiten, die mit den in den letzten Jahrzehnten verwendeten spektrophotometrischen Hilfsmitteln nur ungenügend überwunden werden konnten. Die Entwicklung der apparativen Spektroskopie in den letzten Jahren bietet jedoch nunmehr selbst bei bescheidenen Mitteln gute Untersuchungsmöglichkeiten.

Es war die Absicht der vorliegenden Arbeit, diese Entwicklung auch für die Untersuchung von Eigendruck-Verbreiterungen nutzbar zu machen. Zugleich sollten diesbezügliche Messungen von TOMISER (30 - 33) ergänzt und etwas ältere Arbeiten aus dem California Institute of Technology (5, 9, 13, 35) überprüft werden. Dabei sollte vor allem die photographische Photometrie vermieden werden, da diese bisher eine der Hauptursachen für die Schwierigkeiten bei der Ausmessung von Spektrallinien war. Wie MOSER (20) zeigen konnte, sind besonders photographische Messungen von Linienkonturen sehr fragwürdig, was vor allem auf unsymmetrische und eng benachbarte Linien sowie Linien mit Selbststreuung zutrifft. Die Untersuchung der Gestalt von Spektrallinien ist aber für die vorlie-

gende Aufgabe notwendig, da man nur dann aus der Bestimmung der Absorption Schlüsse auf Einzelparameter ziehen kann.

Die photographische Photometrierung wird durch Anwendung der direkten photoelektrischen Registrierung vermieden. Ihre Vorteile sind, außer der Freiheit von den oben erwähnten grundsätzlichen Mängeln der Photoplatte, zunächst ein sehr großer nutzbarer Intensitätsbereich (ca. $1 : 10^5$; Photoplatte $1 : 20$) und dann der Fortfall der umständlichen Umrechnung von der Schwärzung auf die wahre Intensität. Diese Vorzüge kann man allerdings nur dann nutzen, wenn eine gewisse Mindesthelligkeit der Anordnung verfügbar ist. Erfolgreiche photoelektrische Registrierungen an außerordentlich schwachen Ramanlinien (siehe etwa bei (2)) haben aber die Brauchbarkeit der photoelektrischen Registrierung auch in lichtschwachen Anordnungen erwiesen.

Die Wahl der zu untersuchenden Spektrallinien fiel auf Cäsium, da so die Messungen von TOMISER ergänzt werden konnten. Von den Cs-Linien kam jedoch nur das zweite Dublett der Hauptserie mit den Linien 4555 u. 4593 Å in Frage, da einerseits als hochauflösender Spektralapparat ein nur im sichtbaren Spektralgebiet verwendbares Fabry-Perot-Interferometer (fortan FPI genannt), andererseits ein nur für blaues Licht hinreichend empfindlicher Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (kurz SEV genannt) für die photoelektrische Registrierung zur Verfügung standen. Beim Aufbau der Apparatur erwies sich trotz der obenerwähnten guten Erfolge in der Ramanspektroskopie die Erreichung einer genügenden Helligkeit als zentrales Problem.

Die Helligkeit der Anordnung ist zunächst durch die Stärke der Lichtquelle gegeben. Bei dem geringen nutzbaren Wellenlängenbereich des Interferometers (welcher ja eine Funktion des Auflösungsvermögens ist und im vorliegenden Falle 129 mÅ betrug) kann als "Kontinuum" für die Absorptionsmessungen nur eine Spektrallinie geringerer Breite als der nutzbare Wellenlängenbereich verwendet werden, da keine andere Vorzerlegung imstande ist, ein so schmales Frequenzband auszusondern. Es mußte deshalb dieselbe Cs-Linie eingestrahlt werden, wobei durch eine geeignete Temperatur der Lichtquelle die Linienbreite auf den nutzbaren Wellenlängenbereich des Spektrometers abgestimmt wurde. Um nicht zu große Breiten zu erhalten, kann die Leuchtdichte der Lichtquelle nicht über einen gewissen Wert gesteigert werden.

Weiters ist die Güte der Interferometerspiegel von großem Einfluß auf die Helligkeit der Anordnung. Hier bot die Verwendung von absorptionsarmen Interferenz-Schichten-Spiegeln Verbesserungsmöglichkeiten gegenüber den bisher üblichen Metallspiegeln.

Schließlich kommt bei direkter Photometrierung noch dem Photometerspalt Bedeutung für die Lichtstärke zu. Ein wie üblich tangentiell an die Bilder der Spektrallinien gelegter Spalt verwertet bei den kreisförmigen Interferenzlinien des Fabry-Perot-Interferometers nur einen geringen Teil der zu Verfügung stehenden Energie. Die Verwendung einer Lochblende als "Photometerspalt" im Zentrum des Interferenzsystems läßt einiges an Intensität gewinnen. Dieses Element der Anordnung hat auch noch andere Vorteile, auf die später eingegangen werden wird.

Aus der Aufgabenstellung und den angedeuteten experimentellen Möglichkeiten ergab sich der im folgenden Abschnitt näher beschriebene Versuchsaufbau. Er erlaubte die Auflösung der betrachteten Cs-Linien in ihre beiden HFS-Komponenten und deren getrennte Untersuchung. Dabei erwies es sich aber als unbedingt notwendig, die Verzerrung der gemessenen Profile durch den Apparateeinfluß zu berücksichtigen. Eine von ELSTE(6) für diese Fälle vorgeschlagene Anwendung von Voigt-Funktionen zeigte sich dabei als brauchbar.

3. DIE VERSUCHSANORDNUNG

3.1 Übersicht

Die Abbildung 1 zeigt schematisch den Versuchsaufbau. Das Licht einer Spektrallampe (SL) durchläuft zunächst die Absorptionseinrichtung (A) und passiert dann eine Filterkombination (F) zur Aussonderung der gewünschten Spektrallinie.

Das Interferometer (I) befindet sich in einem vakuumdichten Gefäß. Durch Variation des Luftdruckes in diesem Gefäß, also durch Veränderung des optischen Abstandes der Interferometerplatten, wird ein Wandern der Interferenzringe in der Brennebene der abbildenden Linse (L_2) bewirkt und eine Registrierung bei festem Photometerspalt ermöglicht.

Als Photometerspalt dient eine Lochblende (B) in der Brennebene von L_2 . Hinter der Lochblende sitzt unmittelbar die Kathode eines Sekundär-Elektronen-Vervielfachers, dessen Anodenstrom von einem Kompensationsschreiber registriert wird.

Die Aufnahme des Absorptionsprofils erfolgt durch aufeinanderfolgende Registrie-

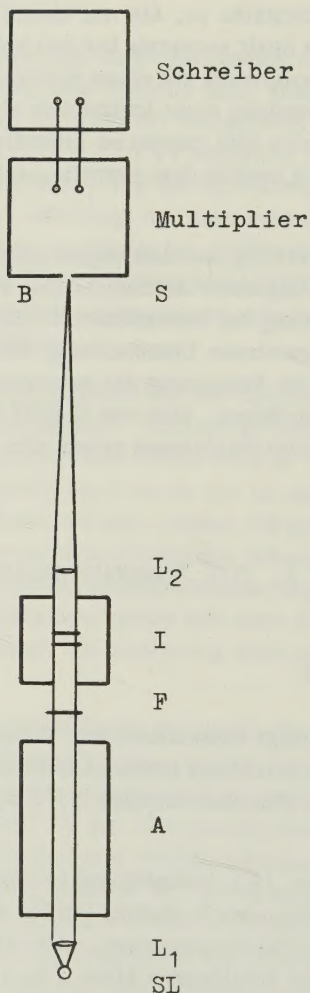


Abb. 1: Die Meßanordnung; SL = Spektrallampe, L₁ = Kollimatorlinse, A = Absorptionsgefäß in Ofen, F = Filter, I = Interferometer in Druckkammer, L₂ = abbildende Linse, S = Schirm mit Lochblende B in der Brennebene der Linse L₂ mit nachgeordnetem Multiplier.

rung der von der Lichtquelle gelieferten Spektrallinie mit und ohne eingeschaltete Absorption.

3.2 Die Lichtquelle

Als Lichtquelle diente die Cäsium-Spektrallampe der Fa. OSRAM GmbH. Die Lampe hat nach Betriebsvorschrift des Herstellers eine Leistungsaufnahme von 10 Watt. Dabei war die Halbwertsbreite der Linie 4555 Å nach kurzer Einbrenndauer größer als der nutzbare Wellenlängenbereich des Interferometers (129 mÅ), was sich durch ein allmähliches Verschwinden des Interferenzbildes bemerkbar machte. Durch Senkung der Leistungsaufnahme auf ca. 8,5 Watt und Kühlung (dazu genügte nach Abnahme des Glasschutzkolbens die Konvektion der umgebenden Luft) wurde die Breite der betrachteten Linie auf etwa 1/6 des nutzbaren Wellenlängenbereiches gesenkt. Diese Halbwertsbreite erschien im Hinblick auf die später noch zu besprechende Justierung günstig.

Um für die photoelektrische Registrierung genügend gute Emissionskonstanz zu haben, wurde die Spektrallampe mit Batteriegleichstrom betrieben. Nach etwa halbstündiger Einbrenndauer war die Schwankungsbreite des Photostromes am Multiplier auch über Stunden kleiner als 1,3 %.

Die Lampe sitzt, wie in Abb. 1 gezeigt, im Brennpunkt der Kollimatorlinse L_1 . Die Funktion des Kollimatorspaltes übernimmt die zugleich den Photometerspalt ersetzende Blende B in der Bildebene der Linse L_2 . (Näheres dazu unter 3.6).

3.3 Die Absorptionseinrichtung

Die Absorption erfolgte in abgeschmolzenen Glasgefäßen, deren Gestalt man aus Abb. 2 ersieht. Um für verschiedene Druckbereiche jeweils einen günstigen Absorptionswert zu haben, wurden Gefäße verschiedener Länge (in der Abb. 2 z. B. 0,5 ; 5,0 u. 20 cm) benützt. Der Durchmesser der Röhren war 4 cm (bei einem Durchmesser des Parallelstrahlbündels von 2,5 cm).

In den nach unten führenden Ansatzstutzen der Gefäße war jeweils ein Cs-Vorrat, über dem sich der seiner Temperatur entsprechende Cs-Dampfdruck einstellen konnte. Den Zusammenhang zwischen Temperatur und Cäsium-Dampfdruck beschreibt nach TAYLOR & LANGMUIR (29) für $T > 302^\circ \text{K}$ die folgen-



Abb. 2 : Die Absorptionsgefäße; die hier abgebildeten Gefäße sind für eine Schichtdicke des absorbierenden Gases von 0, 5 ; 5 und 20 cm gedacht.

Wertetabelle zu Abb. 3:

Cs - Dampfdruck

$t^{\circ}\text{C}$	$\log p$
20	-
30	- 5, 6268
50	- 4, 8393
70	- 4, 1456
90	- 3, 5168
110	- 2, 9810
130	- 2, 4876
150	- 2, 0423
170	- 1, 6383
190	- 1, 2704
210	- 0, 9340

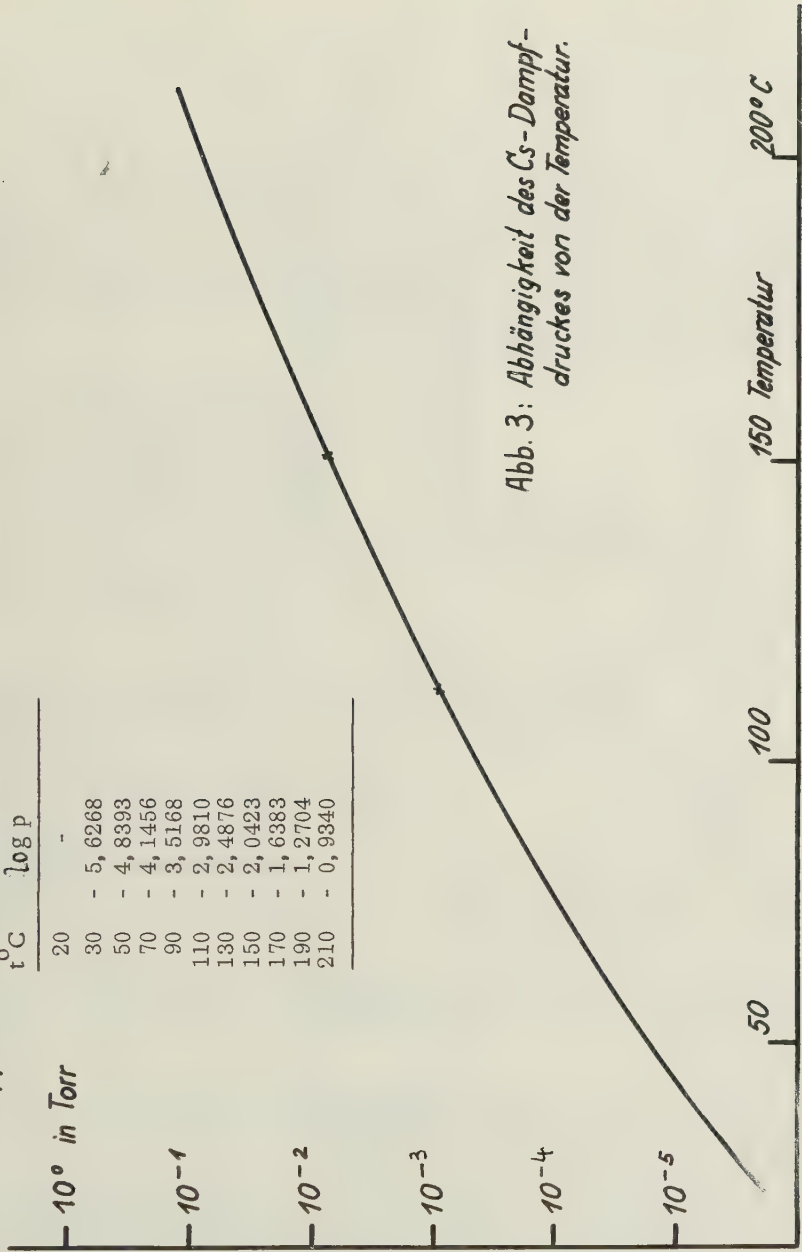


Abb. 3: Abhängigkeit des Cs-Dampfdruckes von der Temperatur.

de Gleichung (siehe auch Abb. 3)

$$\log p = 11,0531 - 1,35 \log T - \frac{4041}{T} \quad (1)$$

Die Füllung der Absorptionsröhren erfolgte nach sorgfältiger Reinigung und stundenlangem Ausheizen der Gefäße unter Vakuum ($p < 10^{-6}$ Torr). Das Cäsium wurde unter der Bezeichnung "reinst" von der Fa. Dr. Th. Schuchardt, München, bezogen und über drei Stufen in die Absorptionsröhren eindestilliert. Der Gasdruck in diesen betrug vor dem Abziehen von der Pumpe $2 \cdot 10^{-6}$ Torr, gemessen mit einem Ionisationsmanometer (Abb. 4).

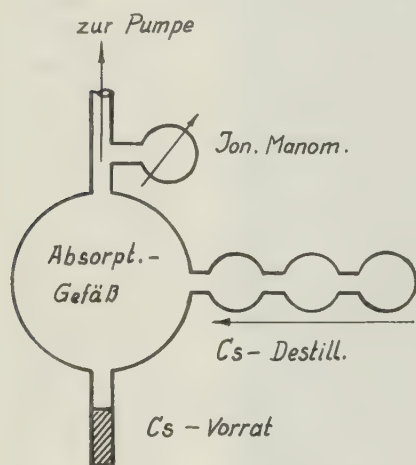


Abb. 4 : Zur Füllung der Absorptionsgefäße.

Zur Einstellung der für die jeweilige Messung gewünschten Cs-Temperatur befanden sich die Absorptionsgefäße in einem elektrischen Ofen. Dieser besteht aus drei Teilen (Abb. 5 A, B, C), deren jeder für sich heizbar ist.

Teil A wird von zwei Röhren (a, a') gebildet, die auf das Absorptionsgefäß aufgeschoben werden, an den Stirnflächen Glasfenster besitzen und den Cs-Vorratsstutzen frei lassen. Teil A mit dem Absorptionsgefäß wird dann in Teil B eingelegt.

Teil B besteht aus einer Rinne (b) mit Deckel (b'). Die Stirnflächen sind offen. Teil B soll eine gleichmäßige Temperaturverteilung in Teil A gewährleisten.

Teil C schließlich ist an Teil B unten angesetzt und nimmt den Cs-Vorratsstutzen des Absorptionsgefäßes auf. Teil C ist mit Öl gefüllt.

Bei dieser Konstruktion des Ofens ist es möglich, das Cs im Vorratsstutzen des Absorptionsgefäßes etwa 3 bis 5 Grad kälter zu halten als die Glaswände des Gefäßes. So wird erreicht, daß der Cs-Dampfdruck durch die Temperatur des Vorrates bestimmt wird und ein Beschlagen der Gefäßwände unterbleibt (26).

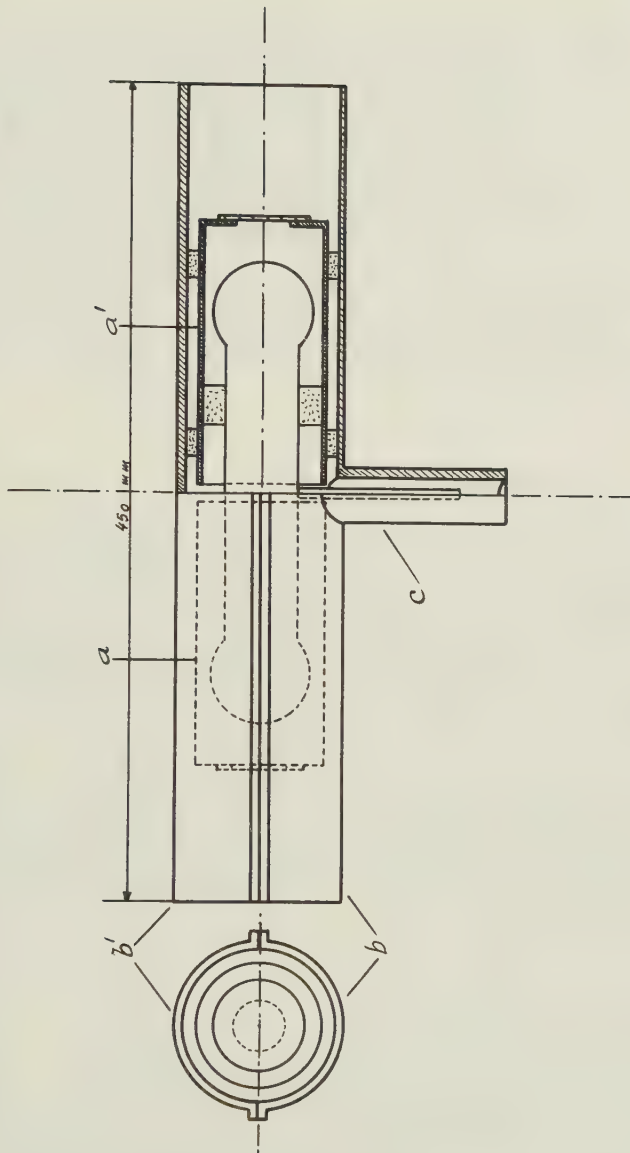


Abb. 5 : Konstruktion des Ofens für die Absorptionsgefäße.

Die Temperatur des Ofens wurde durch Thermoelemente im Ansatzstutzen C des Ofens und an den Glaswänden der Absorptionsgefäße überwacht. Die Unsicherheit in den Temperaturangaben (resultierend aus Temperaturmessfehler und Inkonzanz des Ofens über eine Messung zusammen) betrug weniger als 1 Grad, wie durch wiederholte genaue Überprüfung festgestellt wurde. Es erschien nicht nötig, die Messgenauigkeit weiterzutreiben. Nach Gl. (1) bewirkt eine Erhöhung der Temperatur des Cäsiums um 1 Grad eine Vergrößerung des Cs-Dampfdruckes um 4 % (bei einem absoluten Druck von 10^{-3} Torr), was nach Gl. (12) von Seite 31 eine Verbreiterung der Cs-Linie um 1,2 % nach sich zieht.

Der Ofen erlaubte Temperaturen bis zu 300 Grad C bei guter Gleichmäßigkeit der Temperaturverteilung einzustellen.

3.4 Die Vorzerlegung

Einen Teil der Aufgabe des Monochromators hat die Lichtquelle übernommen. Die Aussonderung des blauen Cs-Dubletts gelingt infolgedessen mit Hilfe des Farbfilters Bg 12 der Fa. Jenaer Glaswerke, Schott & Gen. . Die Durchlässigkeit des Filters ist für das blaue Cs-Dublett etwa 70 %. Im Bereich der von der Lampe nur sehr schwach ausgestrahlten grünen Linien ist die Durchlässigkeit nur mehr ca. 1 % ; diese Linien stören also nicht mehr. Kurzwelligere Strahlung als das blaue Dublett wurde an der Lampe nicht beobachtet.

Daß bei dieser Anordnung beide Linien des blauen Cs-Dubletts (4555 u. 4593 Å) im Interferenzbild erscheinen, stört nicht, da ihre Ordnungen (infolge der Schmalheit der Linien und infolge eines günstig gewählten Abstandes der Interferometerplatten) im nutzbaren Wellenlängenbereich nebeneinander liegen ohne sich zu überlappen.

3.5 Das Interferometer

Das verwendete Interferometer war ein Vorkriegsmodell der Fa. Hilger & Watts, London. Der Durchmesser der Glasplatten betrug 3 cm ; der Abstand d der Platten wurde durch einen Quarzring auf 8 mm eingestellt. Die Justierung erfolgte durch Federdruck. Die Ebenheit der Interferometerplatten ist etwas besser als $\lambda/20$ für blaues Licht, wenn man von drei flächenmäßig sehr kleinen Kratern in der Oberfläche der Platten absieht.

Der nutzbare Wellenlängenbereich $\Delta\lambda_R$ des Interferometers berechnet sich aus der bekannten Beziehung (4): $\Delta\lambda_R = \frac{\lambda^2}{2a}$ im Gebiete der blauen Cs-Linien zu 0,129 Å. Diese geringe Breite des Dispersionsgebietes beschränkt, wie schon diskutiert, die Helligkeit der Lichtquelle und damit der ganzen Anordnung. Abhilfe ist ohne Herabsetzung des Auflösungsvermögens nicht möglich.

Auch der Durchmesser der Interferometerplatten begrenzt über das Öffnungsverhältnis der Apparatur die Lichtstärke.

Die endliche Fläche der Interferometerplatten zieht noch aus anderen Gründen eine Verminderung der Helligkeit und auch des Kontrastes nach sich. Nach VAN DER SLUIS & MAC NALLY (27) gilt für das Intensitätsmaximum

$$I_{\max} = I_a \left(1 - \frac{R(2+R)}{k(1-R^2)} \right) \quad (2)$$

und für das Minimum

$$I_{\min} = I_a \left(1 + \frac{R(2-R)}{k(1-R^2)} \right) \quad (3)$$

Hier bedeutet I_a die entsprechende Intensität bei unendlich ausgedehnten Platten, R die Reflexion und k ergibt sich aus (siehe Abb. 6)

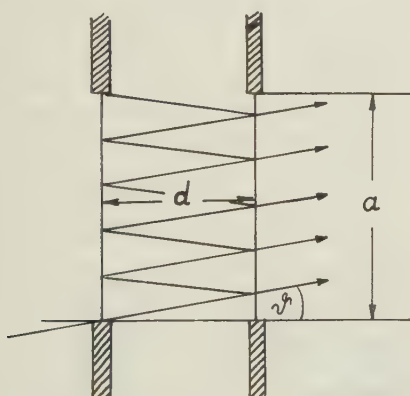


Abbildung 6.

$$k = \frac{a}{d} \quad (4)$$

Bei einer 90 % Verspiegelung ist danach im vorliegenden Falle die Maximalintensität des 3. Ringes vom Zentrum auf 0,9 ihres idealen Wertes abgefallen. Für höhere Reflexionen und niedrigere Ordnungen wird der Verlust wesentlich höher. Man kann ihn aber vermeiden, wenn man, wie im vorliegenden Falle geschehen, die höchste Ordnung des Interferenzbildes ausmißt; dann wird $k = \infty$ und

die Intensität ist gleich groß wie bei unendlich ausgedehnten Platten.

Bei dieser letzten Betrachtung wurde die Absorption in den Interferometerplatten nicht beachtet. Sie spielt aber bei hohen Reflexionen keine geringe Rolle. So hängt die Intensität z. B. im Maximum eines Interferenzringes (wenn man jetzt wieder von den einschränkenden Einflüssen der endlichen Öffnung absieht) von dem Quadrat der Durchlässigkeit der Spiegel ab (4) :

$$I_{\max}/I_0 = \frac{T^2}{(1-R)^2} \quad (5)$$

(I_0 einfallende Intensität, T Durchlässigkeit). Nach Potenzen von A , der Absorption, entwickelt, nimmt (5) die Gestalt

$$I_{\max}/I_0 = 1 - \frac{2}{(1-R)} A + \frac{3}{(1-R)^2} A^2 + \dots \quad (6)$$

an. Diesen Einfluß der Absorption veranschaulicht Abb. 7 .

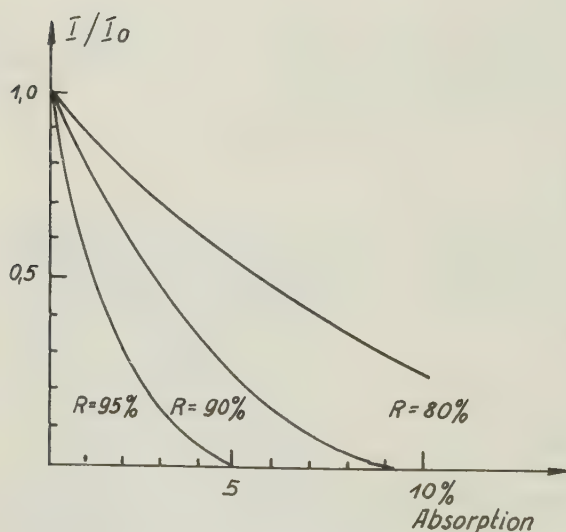


Abb. 7 : Die Abhängigkeit der Helligkeit der Interferenzringe von Absorption und Reflexion nach Gl. (6) .

Bei Verwendung von Silber als Spiegelauflage würde schon bei einer Verspiegelung von nur 80 % das Verhältnis $I_{\max}/I_0$ den Wert 0,8 annehmen, wie man aus der kleinen Tabelle 1 ersehen kann. Bei einer Verspiegelung von 90 % wird der Einfluß der Absorption bereits beträchtlich. Für Aluminium liegen die Dinge noch ungünstiger (18).

R	A	$I_{\max}/I_0$
80	2,1	0,8
90	3,7	0,4
94	4,5	0,1

Tab. 1 : Zusammenstellung von R, A (beide in %) und Helligkeit bei Silberspiegeln.

Um diese Absorptionsverluste zu vermeiden, wurde eine absorptionsarme Verspiegelung aus dielektrischen Schichten versucht und verwendet (PENSELIN und STEUDEL (22) haben unabhängig ähnliche Versuche durchgeführt und die Ergebnisse in einer ausführlichen Arbeit niedergelegt). Solche Spiegel hoher Reflexion können bei sorgfältiger Arbeit mit Absorptionswerten um 1 % hergestellt werden. Das bedeutet aber, daß bei einer Reflexion von etwa 96 % (wie sie später verwendet wurde) das Verhältnis $I_{\max}/I_0$ immerhin noch den Wert von 0,6 hat. Diese Helligkeit wäre in dem betrachteten Spektralbereich bei Verwendung von Metallspiegeln völlig unmöglich.

Das Reflexionsvermögen von Interferenz-Spiegeln ist allerdings stark wellenlängenabhängig. Abb. 8 zeigt den theoretisch berechneten Verlauf der Reflexion für Vielfachschichtenspiegel aus 5, 7 und 9 $\lambda/4$ - Schichten aus Zinksulfid und Kryolith für ein λ von 4680 Å (10, 18, 21). Man kann also mit einer bestimmten Verspiegelung nur ein verhältnismäßig enges Spektralgebiet untersuchen.

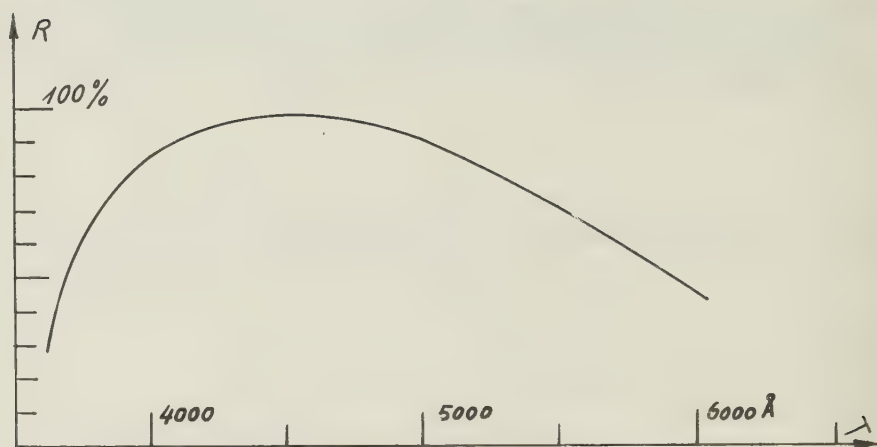


Abb. 8 : Berechnete Reflexionswerte von Interferenzspiegeln.

Die Herstellung der Spiegel erfolgte durch wechselweises Aufdampfen von Zinksulfid und Kryolith im Vakuum. Dafür stand eine Aufdampfapparatur der Fa. Gerätebauanstalt Balzers, Liechtenstein, zur Verfügung. Jede der Schichten war für die blaue Cadmium-Linie 4680 Å $\lambda/4$ stark. Die Dickenkontrolle bei der Herstellung erfolgte durch Beobachtung der Reflexionswerte, die bei einer Schichtdicke von jeweils $\lambda/4$ durch ein Maximum oder Minimum gehen. Immer bei Erreichen eines solchen Extremwertes wurde die Bedampfungssubstanz gewechselt. Die Cd-Linie 4680 Å wurde wegen ihrer Helligkeit und leichten Isolierbarkeit für die Dickenkontrolle ausgewählt. Die später mit dem Interferometer zu untersuchende Cs-Linie war für diesen Zweck ungeeignet.

Die Genauigkeit dieser Methode ließ sich am spektralen Verlauf der Reflexion der Spiegel abschätzen. Mit einer Anordnung nach Abb. 9 wurde bei allen hergestellten Vielfachschichten die Reflexion für eine Reihe von Cd und Cs-Linien, für die Cs-Linie 4555 Å auch noch die Durchlässigkeit festgestellt. Dabei ergaben sich Schwankungen des Ortes der Gipfelreflexion bis zu 60 Å . Daraus kann man schließen, daß die $\lambda/4$ Schichten auf etwa 1,3 % die gewünschte Dicke erhielten. Dies genügte vollauf, da es ja nur darauf ankam, daß das Gipfelplateau der Reflexionsverteilung das Spektralgebiet der zu untersuchenden

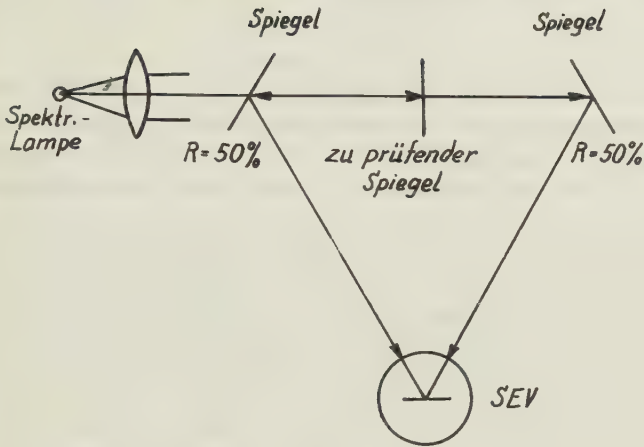


Abb. 9 : Anordnung zur Messung der Reflexions- und Absorptionswerte der verwendeten Spiegel.

Linie umfaßte; das war immer der Fall. Abb. 10 gibt den gemessenen Verlauf im Gipfelgebiet für die später bei den Messungen verwendeten Spiegel wider. Sie bestanden aus $7 \lambda / 4$ Schichten.

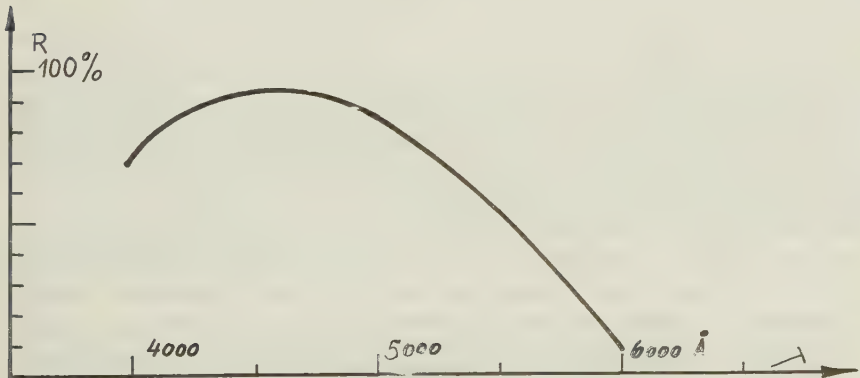


Abb. 10 : Spektraler Verlauf der Reflexion der verwendeten Interferenzspiegel.

Am Ort der Cs-Linie $4555 \text{ \AA}$ hatte die Verspiegelung folgende charakteristische Daten:

$$R = 94 \%$$

$$D = 5 \%$$

$$A = 1 \%$$

Bei diesem Reflexionswert und dem Plattenabstand von 8 mm wäre das Auflösungsvermögen des Interferometers bei idealen Voraussetzungen (vollständige Ebenheit der Platten, vollständige Absorptionsfreiheit) $2,6 \cdot 10^6$, wobei zwei monochromatische Linien dann als getrennt angesehen sind, wenn zwischen ihnen eine Einsattelung von $8/\pi^2$ der Maximalintensität liegt (4). Tatsächlich betrug der Wert jedoch nur etwa $6,6 \cdot 10^5$. Dieses Auflösungsvermögen ergibt sich aus der Halbwertsbreite der Apparatefunktion (Gestalt einer monochromatischen Linie im Interferenzbild des FPI bei guter Justierung) von etwa 5,3 mÅ, deren Gewinnung später noch ausführlich besprochen wird. Eine solche Auflösung, jedoch bei größerer Helligkeit, würde allerdings schon von einem nur zu 85 % verspiegelten idealen Interferometer erreicht werden.

Dieses starke Zurückbleiben der wirksamen Reflexion gegenüber der wahren gab Anlaß zur Überprüfung der Zweckmäßigkeit einer so hochgradigen Verspiegelung. Dazu wurden auch Spiegel mit 5 $\lambda/4$ - Schichten (d. h. 80 % Reflexion) untersucht. Das Auflösungsvermögen fiel dabei auf $3 \cdot 10^5$. Dagegen brachte eine Erhöhung der Schichtzahl keinen Gewinn an Auflösung mehr ein. Übrigens überschritt auch die wirksame Reflexion bei Verwendung von Silberspiegeln nie den Wert von 75 %, auch wenn die wahre Reflexion auf den größtmöglichen Wert von 94 % gebracht wurde.

3.6 Registrierung

Wie bereits an Hand der Abb. 1 gezeigt wurde, wird das Interferenzsystem mit einer Linse (L_2 in Abb. 1) auf einen Schirm entworfen und zwar so, daß das Zentrum der Interferenzringe auf eine ortsfeste Lochblende fällt. Diese erfüllt die Funktion des Photometerspaltes. Das diese Blende passierende Licht wurde einem Multiplier zugeführt und registriert.

Um das Spektrum zu registrieren, wurde der optische Abstand der Interferometerplatten verändert. Dazu befand sich das FPI in einem luftdichten Gefäß; darin konnte der Luftdruck bis auf 1 Torr erniedrigt werden. In diesem Druckbereich änderte sich der optische Abstand der Platten um ca. vier Wellenlängen ($\lambda = 4555 \text{ \AA}$). Um zu messen wurde das Interferometergehäuse evakuiert

und dann bei langsam wieder einströmender Luft registriert. Die Helligkeitsschwankungen im Zentrum des Ringsystems ergaben so die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Luftdruck am FPI. Die Relation zum Wellenlängenmaß liefert der Abstand von Ordnung zu Ordnung (für $\lambda = 4555 \text{ \AA}$ ist das Dispersionsgebiet $129 \text{ m\AA}$ breit). Da die Druckänderung nicht konstant verlief, waren auch die Abstände der einzelnen Ordnungen auf den Schreibstreifen nicht gleich. Deshalb wurde der Druckverlauf an einem Manometer verfolgt und auf dem Schreibstreifen vermerkt.

Da ein tangential an einen Interferenzring angelegter Photometerspalt nur einen geringen Teil der dieser Ordnung innewohnenden Energie erfaßt, wurden zunächst kreisförmige Spalte verwendet. [†]) Herstellung und Justierung derartiger Spalte brachten aber so große Schwierigkeiten mit sich, daß von ihrer Verwendung wieder abgegangen wurde. An ihre Stelle trat eine Lochblende. Die Vorteile dieser Registrieröffnung sind zunächst einmal leichte Herstellbarkeit und einfache Justierung auf das Zentrum des Ringsystems. Aber noch andere Gründe sprechen für die Verwendung von Lochblenden als Photometerspalt: einmal arbeitet so das Interferometer bei senkrechter Inzidenz, wodurch die in 3.5 besprochene Minderung der Helligkeit und des Kontrastes infolge der endlichen Ausdehnung der Interferometerplatten vermieden wird, zum anderen zeigt die zentrale Ordnung keine Unsymmetrie, wie sie den niedrigeren Ordnungen eigen ist.

Aus dem angegebenen Auflösungsvermögen des Interferometers von $6,6 \cdot 10^5$ folgt, daß zwei monochromatische Linien noch getrennt erscheinen, wenn sie um $1/18,7$ des nutzbaren Wellenlängenbereiches auseinanderliegen. Wenn das Auflösungsvermögen des Interferometers durch die Photometereinrichtung nicht beeinträchtigt werden soll, dann muß die registrierende Öffnung einen kleineren Bruchteil des Dispersionsgebietes überdecken. Bei der vorliegenden Anordnung (f von L_2 war 1080 mm) entspricht dem gerade noch aufgelösten Teil des Dispersionsgebietes am Ort der Lochblende eine Strecke von $0,4 \text{ mm}$. Es wurden Versuche mit Löchern von $0,2$; $0,3$; $0,4 \text{ mm}$ Durchmesser gemacht. Ein merklicher Einfluß auf das Auflösungsvermögen wurde dabei nicht beobachtet. Die Messungen wurden daraufhin mit einer Lochblende von $0,3 \text{ mm}$ Durchmesser durchgeführt.

[†]) An dieser Stelle sei Herrn Dr. Burkhardt von der Fa. Dr. Heidenhain in Traunreuth bei Traunstein herzlich gedankt für Anfertigung und Überlassung mehrerer Spalte.

Als sekundär-Elektronen-Vervielfacher stand eine Röhre 1 P 21 der RCA zur Verfügung. Die Schaltung gibt Abb. 11 wieder. Den Anodenstrom des Multipliers registrierte ein unter dem Namen "Enograph G" von der Fa. Rhode & Schwarz, München, gelieferter Kompensationsschreiber.

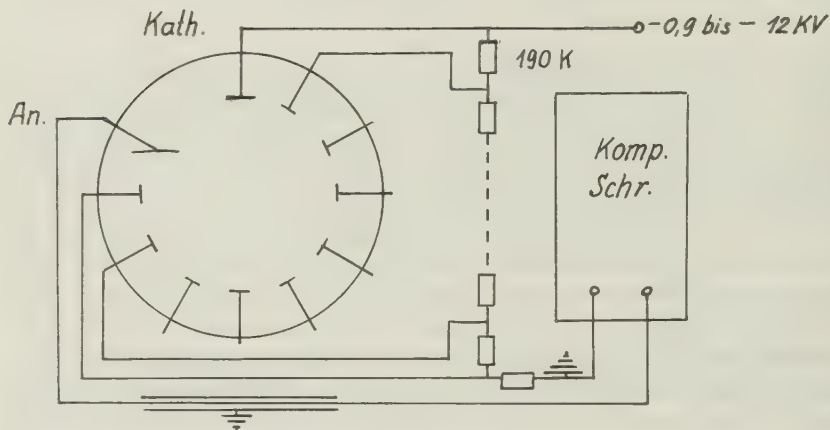


Abbildung 11: Die SEV-Schaltung

4. PRAKTISCHE ERPROBUNG DER ANORDNUNG

4.1 Justierung

Um die Anordnung für eine Messung zu justieren, wurde der in Abb. 1 beschriebene Aufbau etwas modifiziert. Die Cs-Spektrallampe wurde durch eine viel hellere Cadmium-Lampe ersetzt, das Farfilter BG 12 gegen ein Interferenzfilter für die Cd-Linie 4680 Å ausgetauscht. Dann wurde die Druckkammer für das FPI geöffnet, sodaß eine Bedienung der Justierschrauben des Etalons möglich war. Die Stelle der Linse L_2 nahm ein Fernrohr ein. So konnte bei subjektiver Beobachtung das Interferometer justiert werden. Darauf bekam die Druckkammer wieder ihren Verschluß, die Linse L_2 nahm ihren Platz wieder ein und der Schirm S mit der Lochblende B wurde in die Bildebene von L_2 gebracht. Mit Hilfe von Mikrometerschrauben ließ sich jetzt die Lochblende genau in das

Zentrum des Ringsystems bringen. Zum Schluß kamen dann die Cs-Lampe und das zugehörige Filter wieder an ihren Ort. Die Apparatur war bereit zur Messung.

4.2 Messung

Zunächst wurde der Intensitätsverlauf der als Kontinuum verwendeten Cäsium-Linien der Spektrallampe aufgenommen; dabei war das Absorptionsrohr nicht im Strahlengang. Bei der Aufnahme des Linienverlaufes wurde so verfahren, wie schon früher angegeben. Dabei erfolgte die Druckmarkierung so, daß alle 5 Torr ein Zeichen auf dem Schreibstreifen gemacht wurde. Abb. 12 zeigt ein Stück eines Schreibstreifens mit drei Druckmarken.

Nach dieser Nullmessung wurde der Ofen mit dem Absorptionsrohr in den Strahlengang gebracht und die Messung nun in gleicher Weise wiederholt. Schließlich erfolgte zur Kontrolle noch eine zweite Nullmessung: nur wenn diese zweite Leermessung mit der ursprünglichen übereinstimmte, wurde die Messung weiter verwendet.

Auf diese Weise wurde dann eine Reihe von 15 Messungen durchgeführt. Der Cäsium-Dampfdruck überstrich dabei den Bereich von $3,80 \cdot 10^{-5}$ bis $4,57 \cdot 10^{-3}$ Torr. Dem entspricht eine Dichte von $1,08 \cdot 10^{12}$ bis $100,00 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, während die Temperatur des Cs-Vorrates in den Absorptionsgefäßen von 336° K auf $410,5^{\circ} \text{ K}$ stieg.

Der untersuchte Druckbereich wurde im vorliegenden Falle nach kleineren Drucken hin durch die Genauigkeit der Messung, nach größeren Drucken aber durch die Art der Vorzerlegung abgegrenzt. Diese ließ ja beide Linien des blauen Cs-Dubletts durch das Interferometer. Da jede der Linien wieder ein HFS-Dublett für sich ist, waren so 4 Linien über den nutzbaren Wellenlängenbereich verteilt. Jeder stand somit ein Gebiet von 30 mÅ zur Verfügung. Bei größeren Dichten überlappten sich die Bereiche der einzelnen Linien. Eine Verbreiterung des Untersuchungsgebietes bei gleicher Auflösung könnte nur noch die Verwendung zweier hintereinandergeschalteter Interferometer bewirken. Dazu wäre aber eine völlig neue Einrichtung nötig.

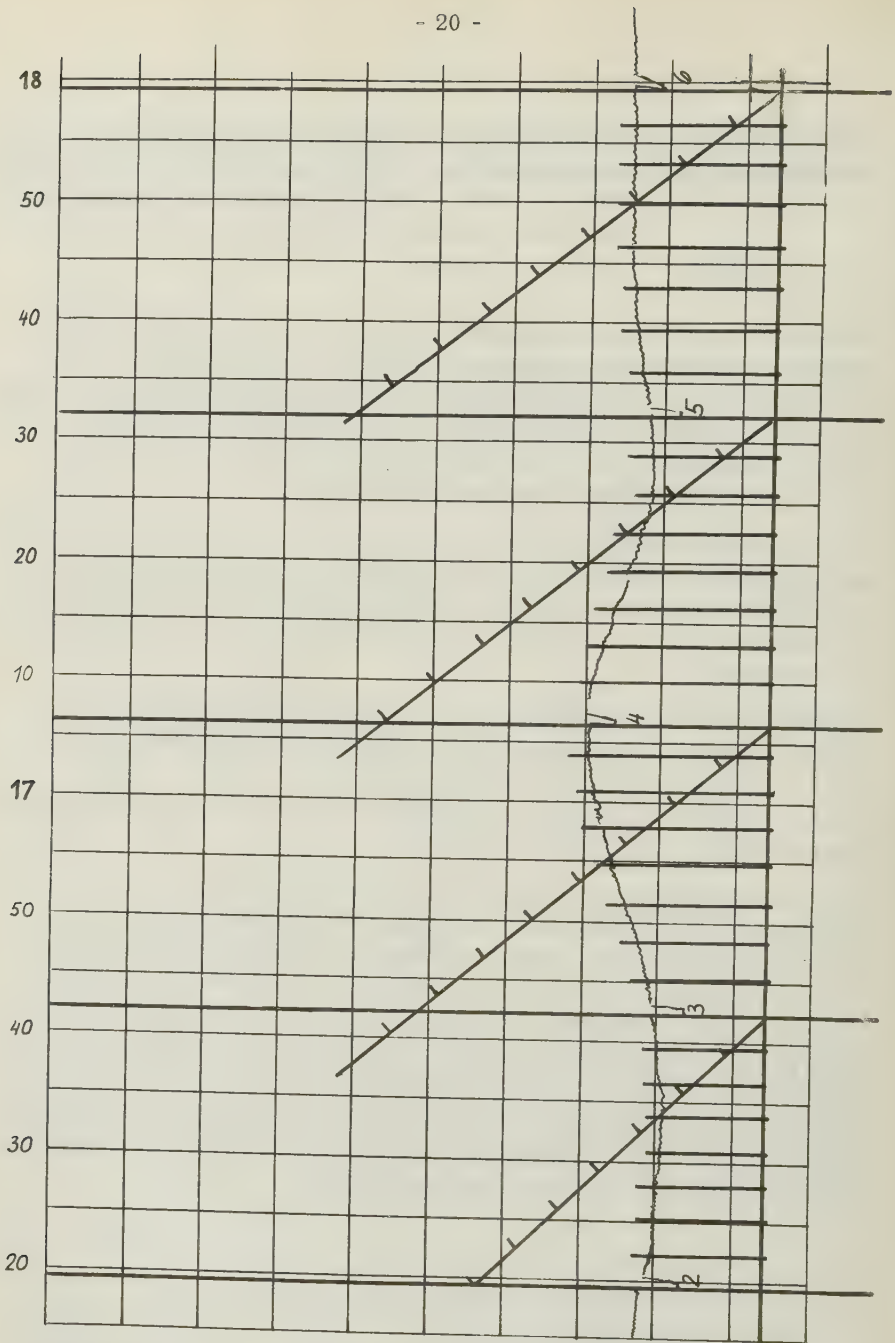


Abbildung 12: Schreibstreifen mit Abszissentheilung

4.3 Auswertung der Messungen

4.3.1 Bestimmung des scheinbaren Profils der Linien

An Hand der mitgeschriebenen Druckmarken wurden die beiden Meßstreifen, Nullmessung und Absorptionsmessung, einander zugeordnet und mit einer Abzissenteilung versehen. Dabei wurde die Änderung des Abszissenmaßstabes (welche ihre Ursache, wie schon früher bemerkt, in der veränderlichen Einströmgeschwindigkeit der Luft in das Druckgefäß hat) so berücksichtigt, daß die Intervalle zwischen zwei Marken die gleiche Anzahl von Teilstrichen erhielten. Die Änderung des Maßstabes innerhalb eines Markenintervalles wurde vernachlässigt. Zur Verdeutlichung der Verhältnisse möge Abb. 12 dienen.

Als nächster Schritt folgte die Ausmessung der Intensität auf den Registrierstreifen. Dabei wurde darauf gesehen, daß bei allen Messungen die gleiche Interferenzordnung vermessen wurde. Eine Möglichkeit zum Aussuchen einer bestimmten Ordnung verschaffte die von Ordnung zu Ordnung verschiedene relative Lage der Interferenzmaxima der zwei Cs-Linien 4555 und 4593 Å.

Nach dem Absorptionsgesetz

$$I_s = I_0 \exp (-4\pi n \kappa d / \lambda_0) \quad (7)$$

erhält man den Absorptionskoeffizienten aus der Beziehung

$$\log I_0 - \log I_s = 4\pi n \kappa d / \lambda_0 \quad (8)$$

Dabei bedeuten I_0 die einfallende, I_s die nach der Absorption noch verbleibende Intensität, λ_0 ist die Wellenlänge des Linienschwerpunktes, κ der Absorptionskoeffizient und d die Länge des absorbierenden Weges. Nach Gl. (8) wurden die Logarithmen der Ordinaten der Absorptionsmessung von denen der Nullmessung subtrahiert und so der Verlauf des Absorptionskoeffizienten innerhalb der Absorptionslinie gewonnen. Zur Erläuterung des Verfahrens möge Abb. 13 dienen.

Die so gewonnene Breite der Absorptionslinie ist neben der zu messenden Eigen-druckverbreiterung durch apparative Einflüsse, die natürliche Linienbreite, den Dopplereffekt und eine eventuell vorhandene Fremdgasverbreiterung verursacht. Dies muß berücksichtigt werden.

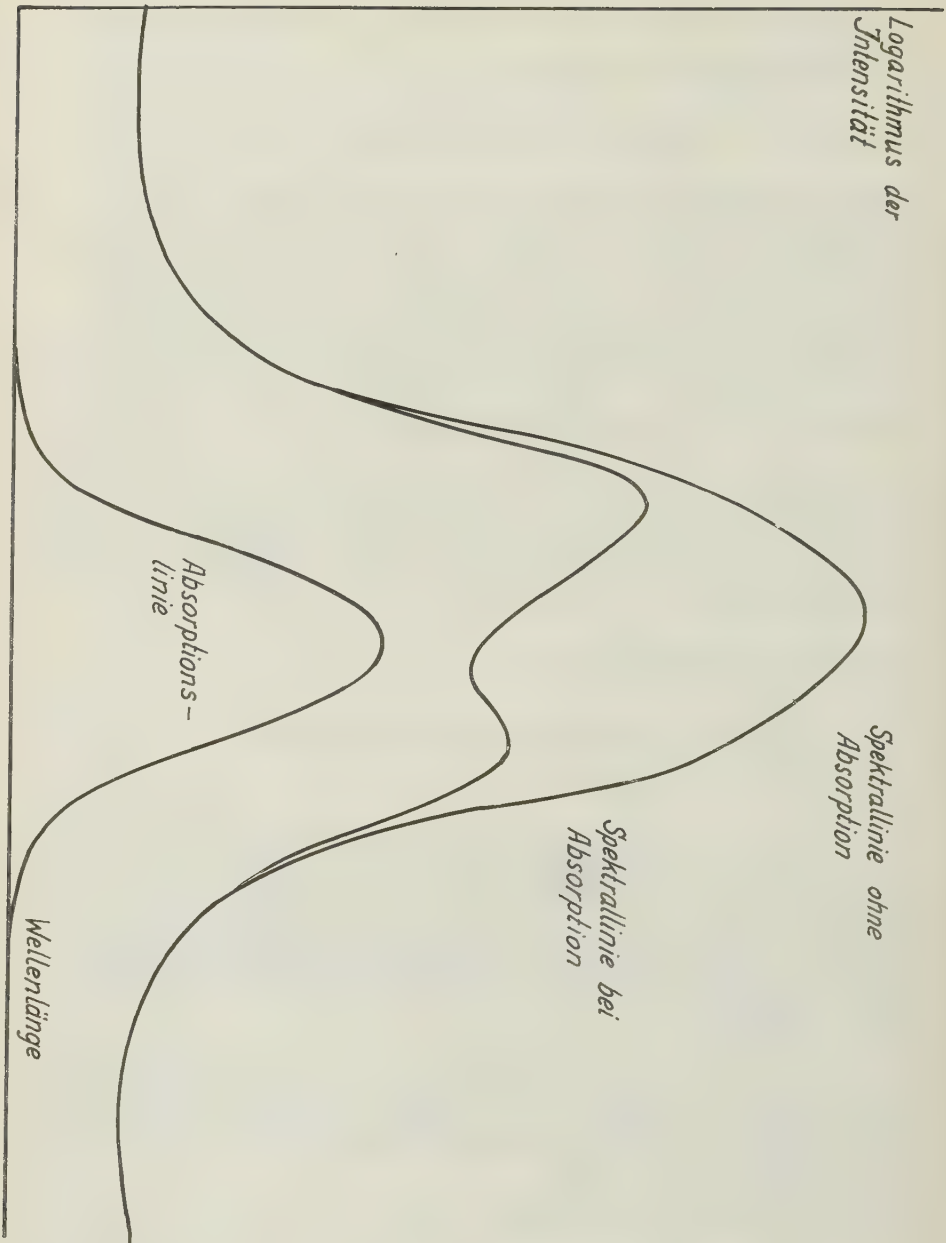


Abbildung 13: Zur Bestimmung des Verlaufes der Absorptionslinie.

4.3.2 Der Apparateinfluß

Da bei jeder Messung eine eigene Justierung des Interferometers erforderlich war, schwankte die Apparatbreite von Messung zu Messung erheblich. Dies ist verständlich, wenn man berücksichtigt, daß die vom Spektralapparat bei streng monochromatischem einfallenden Licht entworfenen Linien (Apparatprofil) etwa gleiche Breite haben wie die zu messenden Absorptionslinien. Eine Befreiung der gemessenen Profile von dem jeweiligen Apparatprofil war also unbedingt erforderlich.

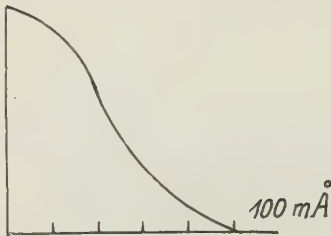
Eine solche Berücksichtigung des Apparatprofils ist z. B. mittels der Methode von G. ELSTE (6) möglich. Danach wird eine in ihrem Intensitätsverlauf genau bekannte Spektrallinie mit Hilfe von Voigt-Funktionen möglichst gut approximiert. Das gleiche macht man mit dem gemessenen Linienprofil. Nimmt man an, daß das gemessene Profil durch Faltung des wahren Profils der Linie mit dem Apparatprofil entstanden ist so kann man aus dem bekannten wahren und dem gemessenen Profil durch Entfaltung die Apparateverteilung berechnen. Derartige Entfaltungen wurden von BRANDMÜLLER und MOSER (1, 20) bereits mit Erfolg durchgeführt.

Im vorliegenden Falle wurde daher zunächst, nach dem Vorbild einer Arbeit von W. PRIESTER (23), die blaue Cd-Linie 4680 Å genau vermessen und durch Voigt-Funktionen angenähert. Die Vermessung der Linie wurde mit einem FPI veränderlichen Plattenabstandes durch eine sukzessive Approximation vorgenommen.

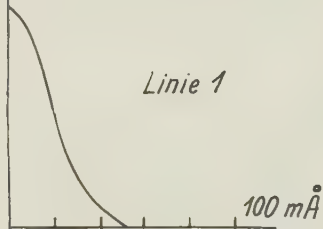
Zunächst wurde bei geringem Abstand der Interferometerplatten eine Aufnahme der Cd-Linie gemacht und dabei angenommen, daß die Linie schmal sei gegen das Apparatprofil. Die so gewonnene scheinbare Verteilung (Linie 1) wurde als erste Näherung für die Apparateverteilung angesehen (dazu Abb. 14).

Darauf wurde die gleiche Cd-Linie bei großem Plattenabstand ausgemessen und jetzt angenommen, daß die Apparatbreite verhältnismäßig klein sei gegen die wahre Breite der Cd-Linie. Diese zweite Messung lieferte also eine scheinbare Verteilung, in welcher der Einfluß des wahren Linienprofils überwog (Linie 2); sie wurde als erste Näherung für die wahre Verteilung der Cd-Linie verwendet.

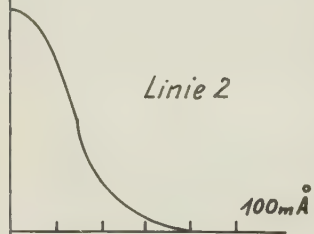
Diese beiden gemessenen Profile dienten als Basis für die Bestimmung der vom Apparateinfluß befreiten wahren Gestalt der Cd-Linie. Dazu wurden zunächst diese ausgemessenen Linien durch Voigt-Funktionen angenähert beschrieben.



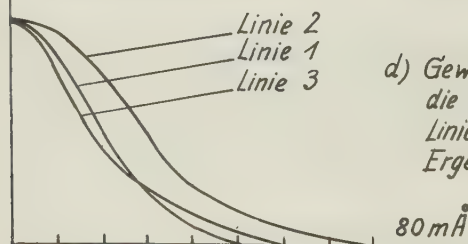
- a) Cd-Linie 4680 Å mit FPI bei 3 mm Plattenabstand gemessen und durch eine Voigt-Funktion angenähert.



- b) Die gleiche Linie wie unter a) aber auf einen Plattenabstand von 15 mm umgerechnet; wird als erste Näherung für die Apparateverteilung (Linie 1 im Text) verwendet.



- c) Die gleiche Linie wie bisher, aber mit 15 mm Plattenabstand ausgemessen und durch eine Voigt-Funktion angenähert. Erste Näherung für die wahre Gestalt der Cd-Linie.



- d) Gewinnung der zweiten Näherung für die wahre Verteilung der Cd-Linie. Linie 2 wird durch Linie 1 entzerrt. Ergebnis ist Linie 3.

Abb. 14: Die ersten beiden Schritte zur sukzessiven Approximation der wahren Gestalt der Cd-Linie 4680 Å als Erläuterung zum angewendeten Verfahren.

Im ersten Schritt der Approximation wurde dann die erste Näherung für die wahre Verteilung (Linie 2) durch die erste Näherung für die Apparateverteilung (Linie 1) entzerrt. Das Ergebnis war eine zweite Näherung für die wahre Verteilung der Cd-Linie. (Linie 3). Diese diente dazu, aus der ersten Näherung für die Apparateverteilung (Linie 1) eine zweite Näherung für das Apparateprofil (Linie 4) des verwendeten Interferometers zu gewinnen.

Mit dieser zweiten Näherung für die Apparateverteilung (Linie 4) wurde schließlich noch einmal die gemessene, als erste Näherung für die wahre Verteilung der Cadmium-Linie angesehene, Linie 2 entzerrt und so endlich eine dritte Näherung für die wahre Gestalt der Cd-Linie gefunden.

Mit ihrer Hilfe konnte das für die Auswertung der Druckverbreiterungsmessungen am Cs benötigten Apparateprofil des 8 mm Fabry-Perot-Etalons bestimmt werden. Dabei war zu beachten, daß die Breite dieser Apparateverteilung von der jeweiligen Güte der Justierung abhängig war. Dieser Umstand wird bedeutsam, wenn man bedenkt, daß für jede Messung eine neue Justierung der Platten erforderlich war. Da die Justierung nach Abschnitt 4.1 subjektiv erfolgte, mußte also die Breite der Apparateverteilung von Messung zu Messung schwanken. Das im folgenden beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Apparatefunktion des 8 mm - Etalons berücksichtigt diesen Umstand.

Die Meßanordnung wurde in der früher beschriebenen Weise justiert und je eine Messung mit der jetzt ja bekannten Cd-Linie und mit der für die Absorptionmessungen vorgesehenen Cs-Linie gemacht. Dieser Vorgang wurde für viele verschiedene Justierungen wiederholt. Das hat folgenden Sinn: die Messung mit der bekannten Cd-Linie erlaubte das Apparateprofil für die jeweilige Justierung zu bestimmen. Die Messung mit der Cs-Linie ergab die zu ebendieser Justierung gehörende scheinbare Breite der Cs-Linie. So war es möglich, zu jeder in späteren Messungen auftretenden scheinbaren Breite einer Cs-Linie, das entsprechende Apparateprofil anzugeben. Dazu wurde das in Abb. 15 gezeigte Diagramm verwendet. Dieses Verfahren ist natürlich nur anwendbar, wenn man annimmt, daß der Charakter der Apparatefunktion immer der gleiche ist und nur die Halbwertsbreite sich von Justierung zu Justierung ändert. Diese Annahme ist aber bei gleichbleibendem Interferometer berechtigt.

Die auf diese Weise bestimmten Apparatebreiten schwanken zwischen 4 und 10 mÅ, wie aus Tabelle 2, welche eine Zusammenstellung der Meßergebnisse enthält, zu ersehen ist.

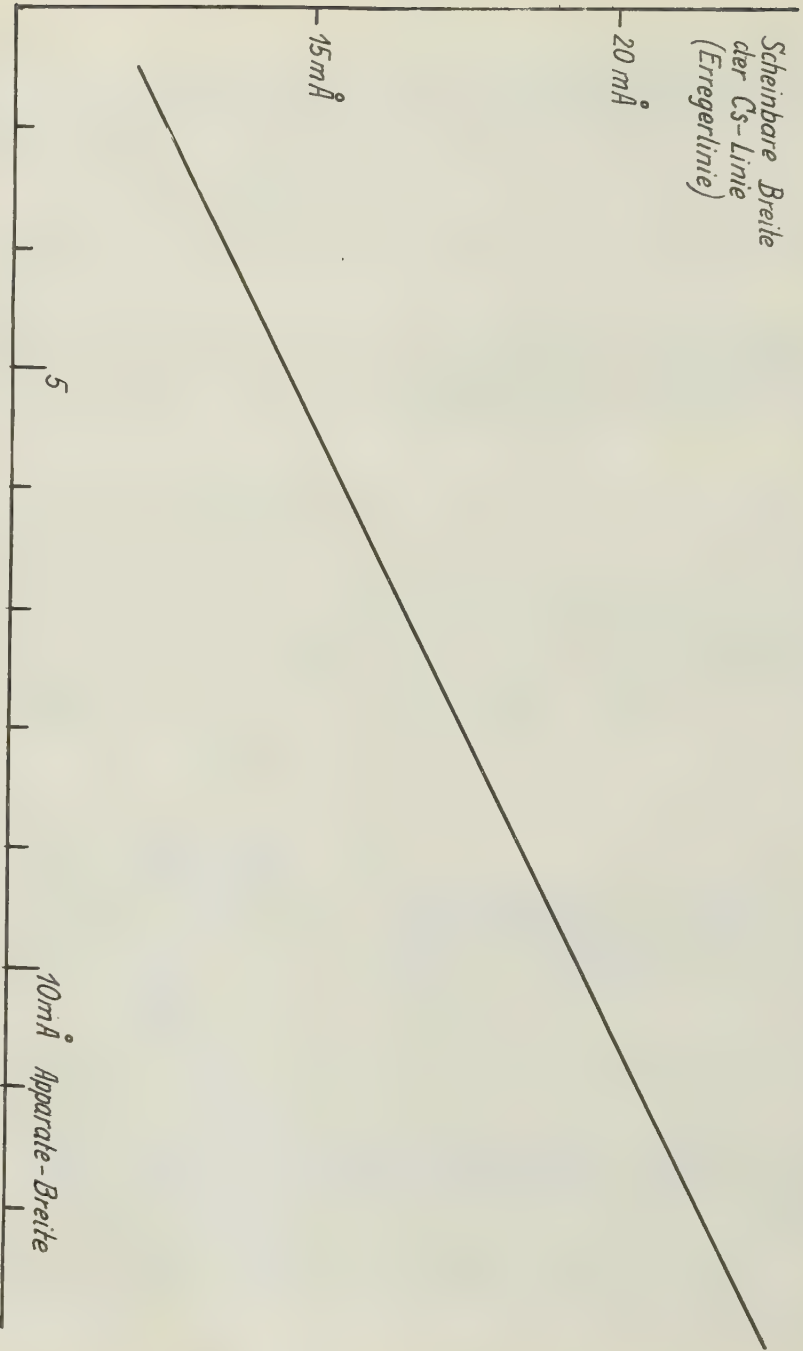


Abbildung 15: Zusammenhang von Apparatbreite und scheinbarer Breite der Erregerlinie.

4.3.3 Die Dopplerbreite der Linien

Nach der Theorie der Doppler-Verbreiterung von Spektrallinien hat diese den Wert

$$\Delta\lambda = 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{cm}) \quad (9)$$

wo T die absolute Temperatur der leuchtenden bzw. absorbierenden Atome und M deren Atomgewicht bedeuten. Die vorliegenden Messungen wurden, wie schon berichtet, in einem Temperaturbereich von 320 bis 410 Grad Kelvin durchgeführt. In Abb. 16 ist die Abhängigkeit der Dopplerbreite so berücksichtigt, daß nach Abzug der Apparatebreite das verbleibende Profil nochmals durch eine der Doppler-Verteilung und Breite entsprechende Voigt-Funktion entzerrt wurde.

4.3.4 Die natürliche Linienbreite und die Fremdgasverbreiterung

Die natürliche Linienbreite hat nach der bekannten Beziehung (WEISSKOPF, WIGNER, HOYT (12, 36, 37))

$$\Delta\lambda = 4\pi \frac{e^2}{m c^2} \cdot f \quad (\text{cm}) \quad (10)$$

in der e und m die Elektronen-Ladung und Masse, c die Lichtgeschwindigkeit und f die Oszillatorenstärke bedeuten, für die Cs-Linie 4555 Å den Wert

$$\Delta\lambda = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ (Å)} \quad (11)$$

Diese Größe ist, neben den weiter unten angegebenen tatsächlichen Linienbreiten von 10^{-2} Å und mehr, ohne Bedenken zu vernachlässigen.

Ebenso wurde bei der Auswertung auf eine eventuelle Störung durch Fremdgasverbreiterung keine Rücksicht genommen, da der Fremdgasdruck im Absorptionsgefäß so gering war, daß eine durch ihn verursachte Verbreiterung nicht zu bemerken wäre. Es wird aber bei der Diskussion der Versuchsergebnisse auf diesen Punkt noch eingegangen werden.

Doppler-Breite
der Cs-Absorptions-Linie

6,0 mÅ

5,5 mÅ

10^{12}

10^{13} Dichte des Cs-Dampfes in cm^{-3}

10^{14}

Abbildung 16: Die Dopplerbreite der Absorptions-Linien.

Nr.	Druck (Torr)	Temp. (°K)	Dichte (cm ⁻³) N·10 ⁻¹²	Linienbreiten in mÅ					
				Doppl. Breite		App. Breite		Scheinb. Breite	
				I		I		II	
1	3,80·10 ⁻⁵	336	1,08	5,18	8,80	12,15	5,32	12,00	5,20
2	6,30·10 ⁻⁵	343	1,75	5,20	7,30	11,19	5,59	11,09	5,44
3	7,08·10 ⁻⁵	344,5	1,96	5,21	4,90	10,00	6,17	10,10	6,34
4	1,26·10 ⁻⁴	352	3,41	5,32	4,35	9,44	5,65	-----	-----
5	1,70·10 ⁻⁴	356,5	4,54	5,38	4,35	10,19	6,70	10,12	6,58
6	1,88·10 ⁻⁴	357,5	5,01	5,39	3,75	9,45	6,33	9,25	5,66
7	1,95·10 ⁻⁴	358	5,17	5,395	7,30	12,05	6,95	11,60	6,29
8	3,16·10 ⁻⁴	364,5	7,90	5,40	4,35	11,12	7,97	10,45	7,05
9	3,55·10 ⁻⁴	366,5	9,22	5,405	4,35	11,40	8,36	12,25	9,39
10	4,00·10 ⁻⁴	368	10,33	5,41	4,40	13,90	11,40	13,82	11,31
11	1,13·10 ⁻³	386	27,90	5,57	7,30	16,10	12,35	16,22	12,60
12	1,39·10 ⁻³	389	33,70	5,595	4,40	14,30	11,76	-----	-----
13	1,58·10 ⁻³	390	38,30	5,60	10,85	19,50	14,49	19,35	14,20
14	2,52·10 ⁻³	400	60,00	5,63	5,40	20,00	17,64	19,60	17,30
15	4,57·10 ⁻³	410,5	100,00	5,72	3,50	24,75	23,50	25,15	23,70

Tabelle 2: Die Meßergebnisse; mit dem Index I ist die kurzwelligere HFS-Komponente der Cs- Linie 4555 Å bezeichnet.

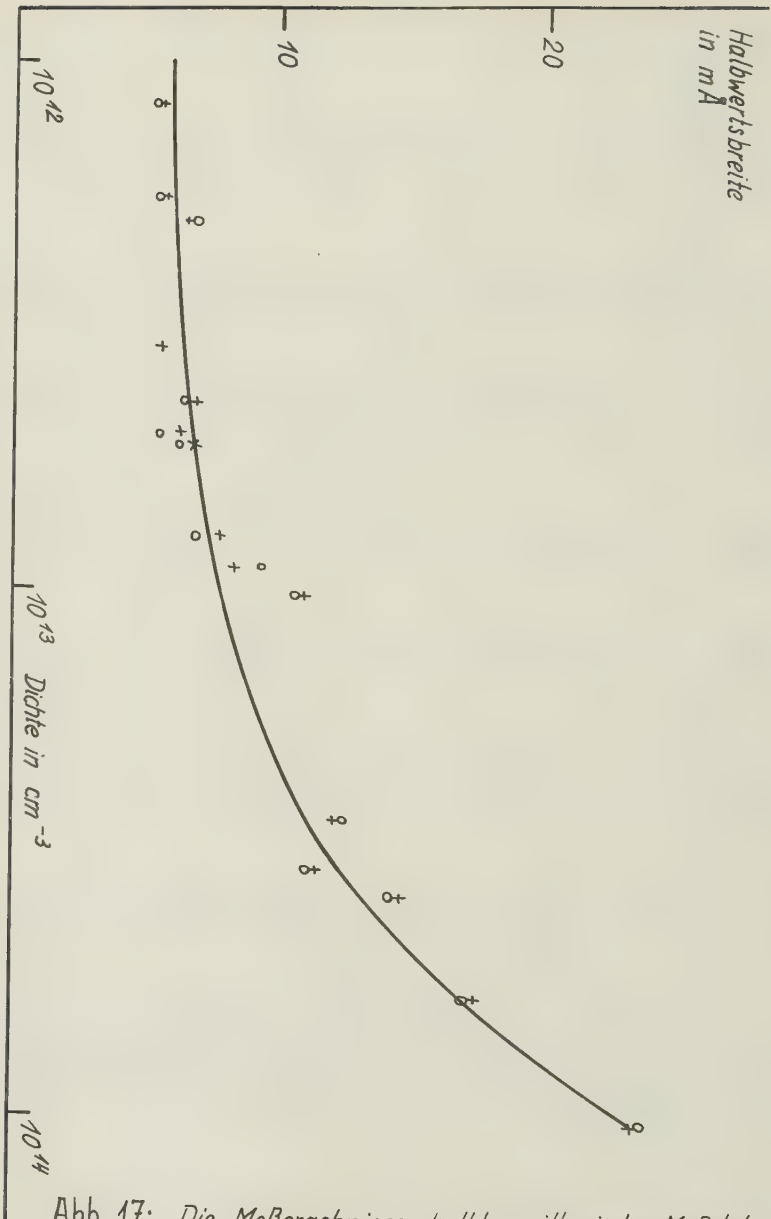


Abb. 17: Die Meßergebnisse; halblogarithmischer Maßstab.
Die ausgezogene Kurve stellt die Gleichung
 $\delta\lambda = 1,82 \cdot 10^{-24} \cdot N + 6,2 \cdot 10^{-11} [\text{cm}]$ dar.

4.3.5 Zusammenfassung zur Auswertung und endgültige Ergebnisse

Die gemessenen Absorptionsprofile wurden zuerst von dem Einfluß der Apparatur befreit und dann noch vom Dopplerprofil gesäubert.

Entsprechend der Beschaffenheit der beschriebenen Apparatur wurden nur die Halbwertsbreiten der Linien in ihrer Abhängigkeit von der Dichte des absorbierenden Dampfes quantitativ verfolgt. Eine Untersuchung der laut Theorie ferner vorhandenen Linienverschiebung war im allgemeinen nicht möglich, da der Spektralapparat keine absolute Wellenlängenmessung erlaubte. Eine Reihe von drei, mit der gleichen Justierung durchgeführten, Messungen erlaubte jedoch eine relative Verschiebung des Linienmaximums mit dem Druck festzustellen. Diese Feststellung hat aber rein qualitativen Charakter.

Tabelle 2 führt die Halbwertsbreiten der beiden HFS-Komponenten der ($6^2\text{S}_{1/2} - 7^2\text{P}_{3/2}$) - Linie in Abhängigkeit von der Dampfdichte an. In Abb. 17 sind die Meßergebnisse graphisch aufgetragen. Der Übersichtlichkeit wegen wurde dort eine halblogarithmische Darstellung gewählt. Daher erscheint der lineare Zusammenhang als gekrümmter Kurvenzug. Die Abb. 18 schließlich zeigt die gefundene Verschiebung der Linien.

Aus den gemessenen Daten ersieht man folgendes:

- a) die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Dichte ist linear,
- b) die beiden HFS-Komponenten haben gleiche Breite und zeigen gleiches Verhalten bei Druckänderung,
- c) es ist ein konstantes Nullglied vorhanden,
- d) eine Linienverschiebung ist vorhanden; mit wachsendem Druck wandert das Linienmaximum nach größeren Wellenlängen.

Die Abhängigkeit der Halbwertsbreite der Cs-Linie kann man in die empirische Gleichung

$$\Delta\lambda = 1,82 \cdot 10^{-24} \cdot N + 6,18 \cdot 10^{-11} \text{ (cm)} \quad (12)$$

beziehungsweise

$$\Delta\nu = 2,64 \cdot 10^{-5} \cdot N + 9,0 \cdot 10^8 \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (13)$$

fassen. Dieser experimentellen Relation stehen die theoretischen Beziehungen der verschiedensten Autoren gegenüber. Diese unterscheiden sich untereinander

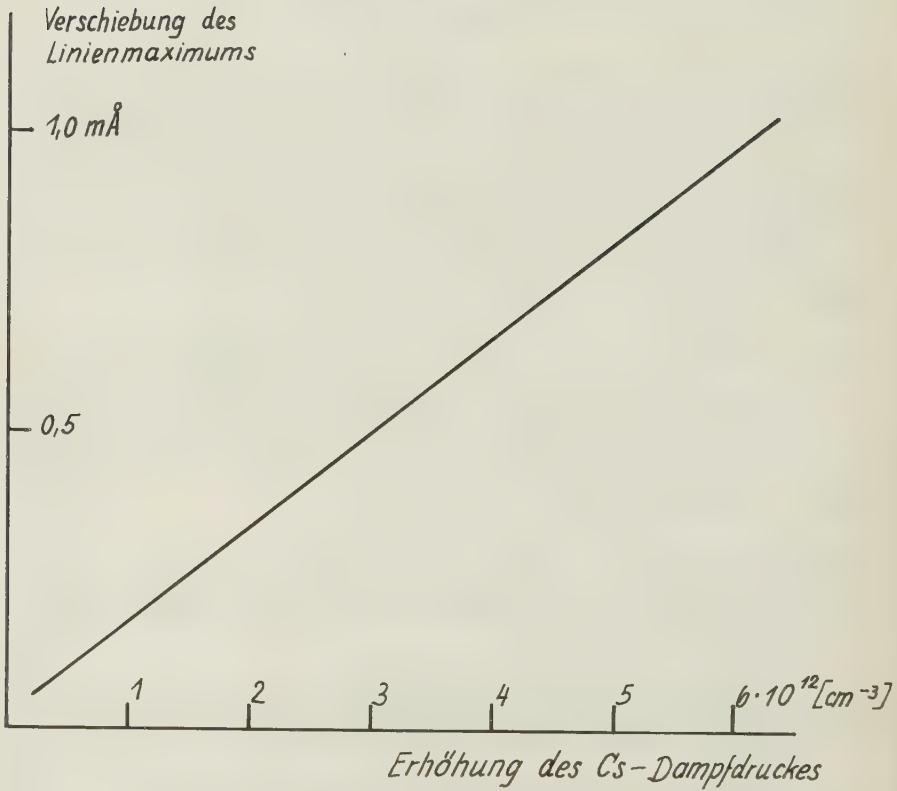


Abbildung 18: Die Verschiebung des Linienmaximums mit steigendem Druck des Cäsium-Dampfes.

nur geringfügig und ergeben (z. B. nach WEISSKOPF (36 bis 40)) im vorliegenden Falle die Beziehung

$$\delta\lambda = 3,2 \cdot 10^{-28} \cdot N \quad (\text{cm}) \quad (14)$$

beziehungsweise

$$\delta\nu = 4,7 \cdot 10^{-9} \cdot N \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (15)$$

Es besteht also ein überraschend großer Unterschied zwischen Experiment und Theorie.

Die vier für eine qualitative Feststellung einer Linienverschiebung brauchbaren Messungen zeigen eine solche Verschiebung etwa der Größe

$$\Delta\lambda_{\text{max}} = + 1,6 \cdot 10^{-24} \cdot N \quad (\text{cm}) \quad (16)$$

beziehungsweise

$$\Delta\nu_{\text{max}} = - 2,4 \cdot 10^{-5} \cdot N \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (17)$$

Theoretisch soll nach FOLEY & ANDERSON (siehe (28))

$$\Delta\nu_{\text{max}} = \nu' / 2,8 \quad (18)$$

sein. Experimentell ergab sich für das Verhältnis von Linienbreite zu Linienverschiebung $\Delta\nu_{\text{max}} = \nu' / 1,15$.

In diesem Punkt zeichnet sich also eine gewisse Übereinstimmung mit der Theorie ab. Der absolute Wert der Linienverschiebung stimmt aber ebenfalls nicht mit den theoretischen Erwartungen überein.

4.3.6 Fehlerdiskussion

Bei einem Vergleich von Messung und Rechnung fällt zunächst das relativ grose konstante Nullglied auf. Es ist wesentlich größer als die hier zu erwartende natürliche Linienbreite, die nach der Theorie (wie weiter oben schon angegeben) den Wert

$$\Delta\lambda = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ (A)} \quad (11)$$

hat. Diese natürliche Linienbreite ist mit der vorhandenen Apparatur gar nicht mehrerfaßbar. Es wäre zu erörtern, ob sich das konstante Nullglied nicht durch einen ungenügend berücksichtigten Apparateinfluß und durch etwa vorhandene Fremdgas-Verbreiterung erklären läßt.

Der Apparateinfluß wurde wie beschrieben berücksichtigt. Darüber hinausgehende Eingriffe würden ungerechtfertigt erscheinen.

Die Wirkung eines Fremdgasen im Absorptionsgefäß läßt sich an Hand der Theorie (LENZ & WEISSKOPF (16, 17, 38, 39)) nach der Gleichung

$$\Delta\lambda = (1/2\pi) \cdot \langle v \rangle \cdot N \cdot g^2 \quad (19)$$

abschätzen. In dieser Gleichung bedeutet $\langle v \rangle$ die relative Geschwindigkeit der Teilchen und g den optischen Durchmesser. Die Relativgeschwindigkeit berechnet sich nach der Theorie zu

$$\langle v \rangle = \sqrt{2 \cdot k \cdot T \cdot \frac{m_1}{m_1} + \frac{m_2}{m_2}} \quad (20)$$

wo m_1 und m_2 die Massen der beteiligten Teilchen sind. k ist die Boltzmann-Konstante. Für den optischen Durchmesser der Atome kann man nach FÜCHTBAUER, GÖSSLER und REIMERS (7, 8) bei Cs etwa 100 Å setzen. Nimmt man an, das störende Gas sei Stickstoff, dann müßte die Teilchenzahl etwa 10^{16} cm^{-3} betragen, um die gemessene Restbreite zu erklären. Dieser Dichte entspräche ein Druck von $3,5 \cdot 10^{-1} \text{ Torr}$; ein solcher Druck herrschte aber sicher nicht in dem Gefäß, was (abgesehen von der Druckkontrolle bei der Herstellung) nachträglich durch eine Gasentladung festgestellt wurde.

Von größerer Bedeutung als die Restbreite ist die Zunahme der Linienbreite mit der Dichte des absorbierenden Dampfes. Auch hier liegen Theorie und Messung um Zehnerpotenzen auseinander. Bei einer Fehlerbetrachtung kann man sich in diesem Falle auf stark von Temperatur und Gasdichte im Absorptionsgefäß abhängende Effekte beschränken. Dies sind im wesentlichen der Doppler-Effekt und Fremdgaseneinflüsse.

Für die Temperaturabhängigkeit des Dopplereffektes gilt die Gleichung (9) von Seite 27. Der Dopplereffekt wurde bereits voll bei der Auswertung der Ergebnisse berücksichtigt, würde aber auch ohne diese Korrektur nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Somit kommt wieder nur ein Fremdgasdruck als Störungsursache in Frage. Dieser

Fremdgasdruck müßte von dem oben bereits berechneten Druck von 0,35 Torr im Untersuchungsbereich auf 1,8 Torr zunehmen. Abgesehen davon, daß der Ausgangsdruck von 0,35 Torr nicht vorhanden war, könnte auch die notwendige Druckzunahme nicht durch die Temperaturzunahme erklärt werden. Aus dem Gasgesetz würde für die bei den Versuchen benützte Temperaturdifferenz von 74,5 Grad eine Drucksteigerung nur auf 0,44 Torr und nicht auf 1,8 Torr folgen. Die Druckzunahme könnte also nur noch von einer Wandbeladung her-rühren; eine so stark gasende Wand ist aber durch die sorgfältige Ausheizung bei der Herstellung der Absorptionsgefäße nicht denkbar. Man muß also wohl die beobachtete Verbreiterung als wirkliche Eigendruckverbreiterung ansehen.

Die Breite der Absorptionslinien ist eine Funktion der Temperatur des absorbierenden Gases. Die Güte der Temperaturmessung wird also die maximal erreichbare Genauigkeit der Breitenmessung bestimmen. Wie auf Seite 10 bereits ausgeführt, wurde die Temperatur auf 1,0 Grad genau bestimmt. Daraus errechnet sich eine Schwankung der Linienbreite um etwa 0,1 mÅ.

Tatsächlich liegen die Fehlergrenzen, wohl infolge der vielen Umrechnungen des Linienprofils, höher. Eine Ausgleichsrechnung liefert für die mittlere Abweichung einer Messung von der durch die Meßpunkte gelegten besten Geraden den Wert von 1 mÅ. Gleichung (12) muß somit ergänzt werden zu

$$\delta\lambda = 1,82 \cdot 10^{-24} \cdot N + 6,2 \cdot 10^{-11} \pm 1 \cdot 10^{-11} \text{ (cm)} \quad (21)$$

beziehungsweise

$$\delta\nu = 2,64 \cdot 10^{-5} \cdot N + 9,0 \cdot 10^8 \pm 1,5 \cdot 10^8 \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (22)$$

Für den Bereich der geringen Drucke bedeutet diese Schwankung einen Fehler von 17 %, für die größeren Dichten fällt er auf 4 % ab.

5. VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE MIT FRÜHEREN VERSUCHEN

Wirklich verwendbare Ergebnisse der Eigendruck-Verbreiterungsmessung im sichtbaren Spektralbereich liegen nach Kenntnis des Verfassers nur in folgenden Arbeiten vor: WAIBEL 1929 (34); HUGHES & LLOYD 1937 (13); SCHULZ & ROMPE 1938 (24, 25); Y - CHEN 1940 (5); WATANABEE 1941 (35); GREGORY 1942 (9); TOMISER 1953 (30 - 33); LANG 1952 (14, 15);

Waibel (34) findet eine Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Wurzel aus der Dichte. Theoretische Ansätze, die scheinbar eine ebensolche Abhängigkeit finden (11), sind in Wirklichkeit keine Wurzelgesetze, wie MENSING (19) gezeigt hat. Die Versuchsergebnisse von SCHULZ & ROMPE (24, 25) stimmen mit der Theorie ungefähr überein. Diese Autoren haben an Emissionslinien gemessen, allerdings nicht bei verschiedenen Drucken, sodaß leider kein Gang der Halbwertsbreiten mit dem Druck angegeben werden kann.

In einer Serie von Arbeiten aus dem California Institute of Technology (5, 9, 13, 35) wurde die Egendruckverbreiterung von Na, K, Rb, Cs in Absorption untersucht. Der vermessene Druckbereich erstreckt sich bis etwa 10^{-2} Torr hinunter. Die Meßergebnisse dieser Autoren sind in Tabelle 3 den theoretischen Werten gegenübergestellt.

	gemessen:	theoretisch:
	$\sqrt{v}$	$\sqrt{v}$
Na		
($3^2 S_{1/2} - 3^2 P_{1/2}$) :	= $0,70 \cdot 10^{-7} \cdot N$	= $1,64 \cdot 10^{-7} \cdot N$
($3^2 S_{1/2} - 3^2 P_{3/2}$) :	= 1,10	= 3,34
K		
($4^2 S_{1/2} - 4^2 P_{1/2}$) :	= 3,20	= 2,27
($4^2 S_{1/2} - 4^2 P_{3/2}$) :	= 3,20	= 4,55
Rb		
($5^2 S_{1/2} - 5^2 P_{1/2}$) :	= 0,60	= 2,34
($5^2 S_{1/2} - 5^2 P_{3/2}$) :	= 1,00	= 4,66
Cs		
($6^2 S_{1/2} - 6^2 P_{1/2}$) :	= 0,84	= 2,50
($6^2 S_{1/2} - 6^2 P_{3/2}$) :	= 1,45	= 4,80

Tabelle 3 : Gegenüberstellung der Meßergebnisse einiger amerikanischer Arbeiten und der entsprechenden theoretischen Werte in sec^{-1} .

Diese Ergebnisse stimmen hinsichtlich der Größenordnung mit der Theorie überein. Auch ist die $2P_{1/2}$ - Linie durchwegs schmaler als die $2P_{3/2}$ - Linie, was auf Grund der verschiedenen f-Werte ebenfalls mit der Theorie übereinstimmt.

Eine Kritik der Arbeiten ist nur schwer möglich, da keine genauen Angaben über die Art der Auswertung der Messungen gemacht werden. So fehlen Angaben über das Auflösungsvermögen der Apparaturen. Auch ist nicht ersichtlich, ob die HFS-Strukturen der Linien aufgelöst und berücksichtigt worden sind. Ebenso fehlt eine Diskussion des Einflusses der bei den Messungen vorhandenen Totalabsorption in den Linienzentren. Alle diese Fragen lassen aber bei der geringen Breite der Linien Schwankungen um Zehnerpotenzen möglich erscheinen.

TOMISER (30 - 33) hat die Abhängigkeit der Halbwertsbreite der Na-, K- und Rb-Resonanzlinien vom Eigendampfdruck in Absorption untersucht. Seine Ergebnisse zeigt Tabelle 4. Die Messungen reichen bis 10^{-5} Torr hinunter, wobei man aber den Messungen unter 10^{-2} Torr kein zu großes Gewicht zubilligen sollte, da die verwendete Apparatur in diesem Bereich kaum einwandfreie Ergebnisse liefern kann. Interessant ist, daß TOMISER wie der Verfasser der vorliegenden Arbeit eine um Zehnerpotenzen stärkere Abhängigkeit vom Dampfdruck findet, als es die Theorie erwarten läßt. Auf Grund der Angaben von TOMISER erscheint eine Verfälschung der Ergebnisse durch Fremdgasverbreiterung unwahrscheinlich, sodaß der Gang der Linienbreiten mit der Gasdichte wohl als reell angesehen werden kann. Die HFS-Struktur der Linien spielt hier eine geringe Rolle, da sie klein ist gegen die gemessenen Linienbreiten. Der Einfluß des Spektralapparates kann zwar den absoluten Betrag der Linienbreiten erhöhen, nicht aber eine Vergrößerung des Wachstums der Halbwertsbreiten mit der Dichte bewirken. Warum für Rubidium keine lineare Druckverbreiterung gefunden wird, ist unklar.

Trägt man den Faktor der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie, so wie er sich aus den Messungen von TOMISER und aus der vorliegenden Arbeit ergibt, gegen die Ordnungszahl oder das Atomgewicht auf, dann folgt eine Zunahme dieses Fehlers nach den schwereren Atomen hin. Zur Veranschaulichung möge Abb. 19 dienen.

Die Arbeiten von K. LANG (14, 15) schließlich befassen sich mit der Druckverbreiterung von Edelgaslinien in Emission in einem Druckbereich von 1 bis 200 Torr. Die Verbreiterung folgt etwa der Beziehung (für Argon)

$$\Delta \lambda = 2,4 \cdot 10^{-28} \cdot N + 2,4 \cdot 10^{-10} \quad (\text{cm}) \quad (23)$$

Die Theorie liefert in diesem Falle

$$\Delta \lambda = 4,5 \cdot 10^{-27} \cdot N \cdot f \quad (\text{cm}) \quad (24)$$

Leider sind keine Angaben über die entsprechenden f-Werte zu finden. Man kann aber sagen, daß hier die gefundenen Breiten eher kleiner sind als die Theorie fordert.

	gemessen :	theoretisch:
Na	$(3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}) : \sum \nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot N$	$\sum \nu = 2,5 \cdot 10^{-8} \cdot N$
	$(3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}) : \sum \nu = 1,9 \cdot 10^{-5} \cdot N$	$\sum \nu = 5,3 \cdot 10^{-8} \cdot N$
K	$(4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}) : \sum \nu = 3,9 \cdot 10^{-5} \cdot N$	$\sum \nu = 3,7 \cdot 10^{-8} \cdot N$
	$(4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}) : \sum \nu = 3,1 \cdot 10^{-5} \cdot N$	$\sum \nu = 7,2 \cdot 10^{-8} \cdot N$
Rb	$(5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2}) :$	keine lineare Ab- $\sum \nu = 3,8 \cdot 10^{-8} \cdot N$
	$(5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}) :$	hängigkeit gefunden $\sum \nu = 7,5 \cdot 10^{-8} \cdot N$

Tabelle 4 : Vergleich der Meßergebnisse von TOMISER mit den theoretischen Werten in sec^{-1} .

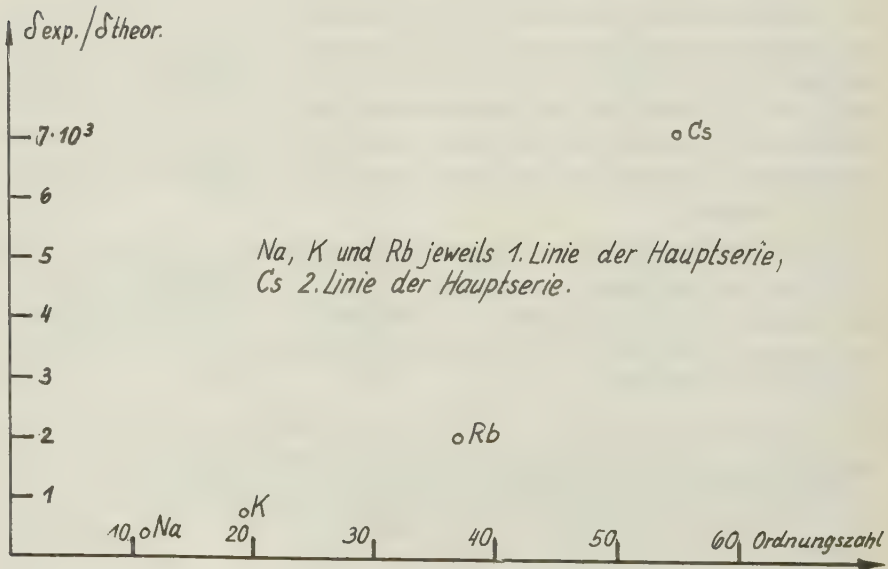


Abb. 19 : Zunahme des Unterschiedes zwischen Theorie und Experiment mit der Ordnungszahl des untersuchten Elementes nach TOMISER und der vorliegenden Arbeit.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Durch Anwendung direkter photoelektrischer Registrierung und Benützung absorptionsarmer Interferenz-Schichten-Spiegel gelang es, mit einem Fabry-Perot-Interferometer die Eigendruckverbreiterung der zweiten Cs-Hauptserien-Linie bei aufgelöster Hyperfeinstruktur direkt zu messen. Die Linienprofile wurden dabei aus der Absorption der betreffenden Emissionslinie in Cs-Dampf variabler Temperatur gewonnen. Die Registrierung erfolgte durch eine lichtstarke Abbildung des Ringsystems auf einen Multiplier mit nachgeordnetem Linienschreiber. Die Verschiebung des Ringsystems zur Aufnahme der Meßprofile wurde durch Luftdruckänderung zwischen den Etalon-Platten bewerkstelligt. Das hohe Auflösungsvermögen der Anordnung erlaubte eine gute Entzerrung der gemessenen Linienprofile vom apparativ bedingten Linienprofil.

Die gefundenen Ergebnisse zeigen eine viel stärkere Abhängigkeit der Halbwertsbreite vom Eigendampfdruck, als nach den bestehenden Theorien zu erwarten wäre. Damit schließt die vorliegende Arbeit an ausführlich beschriebene photographische Messungen von TOMISER (30 - 33) aus den Jahren 53/54 an, welcher die Profile der Resonanzlinien von Na, K und Rb in Absorption untersuchte.

Keine Übereinstimmung konnte jedoch mit Ergebnissen amerikanischer Arbeiten (5, 9, 13, 35) aus den Jahren 1937 bis 1942 erzielt werden; die Linienbreiten wurden dort allerdings nicht aus direkten Konturmessungen gewonnen, sondern, wegen der zu geringen Auflösung der verwendeten Apparaturen, aus der Gesamtabsorption errechnet. Eine eingehende Diskussion dieser Untersuchungen ist infolge zu geringer Angaben über den apparativen Aufbau und die Auswertmethoden nicht möglich.

Zum Schluß möchte ich noch dem Vorstand des I. Physikalischen Institutes der Universität München, Herrn Prof. Dr. W. Gerlach, für die Bereitstellung der Hilfsmittel des Institutes danken. Für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche Diskussionen danke ich Herrn Privat-Dozent Dr. H. Moser.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft wird für die Hilfe gedankt, welche sie Herrn Dr. Moser zur Durchführung dieser Arbeit gewährt hat.

7. LITERATURVERZEICHNIS

- 1 Brandmüller J. Ber. Bayer. Akad. Wiss. math. - nat. Kl., München, 1954, Nr. 14
- 2 Brandmüller & Moser Ber. Bayer. Akad. Wiss. math. -nat. Kl., München, 1952, Nr. 14
- 3 Breene R. G. Rev. Mod. Phys. 29, 94, 1957
- 4 Candler C. Modern Interferometers, Hilger & Watts, London 1951
- 5 Chen S. Y- Phys. Rev. 58, 884, 1940
- 6 Elste G. ZS. Astr. Phys. 33, 159, 1953
- 7 Füchtbauer & Gößler ZS. Phys. 93, 648, 1935
- 8 Füchtbauer & Reimers ZS. Phys. 95, 1, 1935
- 9 Gregory C. Phys. Rev. 61, 465, 1942
- 10 Hammer K. Optik 5, 365, 1949
- 11 Holtsmark ZS. Phys. 34, 722, 1925
- 12 Hoyt F. Phys. Rev. 36, 860, 1931
- 13 Hughes & Lloyd Phys. Rev. 52, 1215, 1937
- 14 Lang K. Acta phys. Austr. 5, 382, 1952
- 15 Lang K. Acta phys. Austr. 11, 76, 1957
- 16 Lenz W. ZS. Phys. 25, 299, 1924
- 17 Lenz W. ZS. Phys. 80, 423, 1933
- 18 Mayer H. Physik dünner Schichten, Wiss. Verl. Ges. m.b.H., Stuttgart, 1950
- 19 Mensing L. ZS. Phys. 34, 611, 1925
- 20 Moser H. Ber. Bayer. Akad. Wiss. math. -nat. Kl., München, 1955, Nr. 5
- 21 Mc Neille & Dixon Journ. Opt. Soc. Am. 44, 805, 1954

22	Penselin & Steudel	ZS. Phys.	142,	21,	1955
23	Priester W.	ZS. Astr. Phys.	32,	200,	1953
24	Schulz & Rompe	ZS. Phys.	108,	654,	1938
25	Schulz & Rompe	ZS. Phys.	110,	223,	1938
26	Schütz W.	ZS. Phys.	64,	682,	1930
27	Van der Sluis & Mc Nally	Journ. Opt. Soc. Am.	46,	39,	1956
28	Sobelmann	Fortschr. Phys.	5,	159,	1957
29	Taylor & Langmuir	Phys. Rev.	51,	753,	1937
30	Tomiser J.	Acta Phys. Austr.	8,	198,	1953
31	Tomiser J.	Acta phys. Austr.	8,	276,	1954
32	Tomiser J.	Acta phys. Austr.	8,	323,	1954
33	Tomiser J.	Acta phys. Austr.	9,	18,	1954
34	Waibel F.	ZS. Phys.	53,	459,	1929
35	Watanabee K.	Phys. Rev.	59,	151,	1941
36	Weißkopf & Wigner	ZS. Phys.	63,	54,	1930
37	Weißkopf & Wigner	ZS. Phys.	65,	18,	1931
38	Weißkopf V.	ZS. Phys.	75,	287,	1932
39	Weißkopf V.	ZS. Phys.	77,	398,	1932
40	Weißkopf V.	Phys. ZS.	34,	1,	1933

LEBENS LAUF

Als Sohn des Ingenieurs Franz Schulz und seiner Ehefrau Anna Antonie geb. Nahodil wurde ich, Henry Bernd Schulz, am 11. November 1930 in Brünn, CSR, geboren. Ich besuchte eine deutsche Volksschule in Brünn und die ersten drei Klassen des deutschen humanistischen Gymnasiums zu Brünn. Bei Kriegsende wurde ich als deutscher Staatsangehöriger in Prag interniert. Nach meiner Entlassung im September 1946 setzte ich mein Schulstudium am Luther-Gymnasium zu Eisenach fort und legte dort 1949 meine Reifeprüfung ab. Seit September 1949 bin ich mit meinen Eltern in München ansässig und studiere seit dem Wintersemester 1949/50 an der Universität München Physik. Im Sommer 1952 legte ich die Diplom-Vorprüfung für Physiker ab und begann im Sommersemester 1954 meine Dissertation am I. Physikalischen Institut der Universität München, welche ich unter Anleitung von Herrn Priv. Doz. Dr. Heribert Moser im Dezember 1958 zu Ende führte.

München im Dezember 1958

